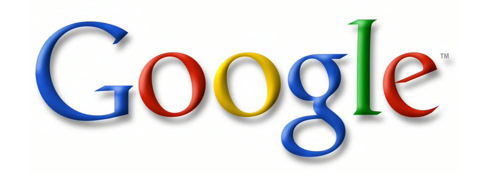



Stanford University Libraries
3 6105 000 647 912





ANNALEN

DER

PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CXLVI.

ANNALEN

DER

PHYSIK

UND

CHEMIE.

FÜNFTE REIHE.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

SECHSUNDZWANZIGSTER BAND.

NEBST NEUN FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1872.
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

ANNALEN

DER

PHYSIK

UND

CHEMIE.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

HUNDERTSECHSUNDVIERZIGSTER BAND.

DER GANZEN FOLGE ZWEIHUNDERTUNDZWEIUNDZWANZIGSTER.

NEBST NEUN FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1872.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.



Inhalt

des Bandes CXLVI der Annalen der Physik und Chemie.

Erstes Stück.

Zweites Stück.

Drittes Stück.

Viertes Stück.

(*Geschlossen am* 18. *August* 1872.)



Nachweis zu den Figurentafeln.

1872. ANNALEN № 5.
DER PHYSIK UND CHEMIE.
BAND CXLVI.

I. *Optische Experimentaluntersuchungen;*

von G. Quincke.

XV. Ueber Beugungsgitter.

Durchgehendes Licht.

§. 146.

Bei der Theorie der Beugungserscheinungen pflegt man gewöhnlich einen undurchsichtigen Schirm mit einer Reihe congruenter Oeffnungen anzunehmen. Diese Voraussetzung ist in der Praxis selten erfüllt, und trifft vor allen Dingen nicht zu bei Glasflächen, auf denen eine Diamantspitze eine Reihe neben einander liegender Furchen gezogen hat. Dergleichen Glasgitter sind aber vorzugsweise zur Beobachtung von Beugungs-Spectren mit Fraunhofer'schen Linien und zur Messung der Lichtwellenlängen benutzt worden.

Ich habe schon in Abschnitt X meiner optischen Experimentaluntersuchungen die Beugungserscheinungen an sogenannten Lamellengittern beschrieben, bei denen die einzelnen Oeffnungen nicht von undurchsichtigen, sondern von durchsichtigen Stäben gleichförmiger Dicke begränzt waren.

Die Theorie dieser Lamellengitter (§. 108) läfst sich nun verallgemeinern für die Fälle, wo die durchsichtigen Stäbe zwischen den Oeffnungen nicht mehr gleichförmige Dicke, sondern die Gestalt von dreiseitigen Prismen haben, und umfafst dann auch die Erscheinungen, welche man an den

gebräuchlichen Glasgittern im durchgehenden und reflectirten Lichte wahrnimmt. Die Beobachtungen im reflectirten Lichte haben dabei den Vorzug, daſs der Vorgang der Beugung in demselben Medium stattfindet, und so eine Voraussetzung der Theorie erfüllt ist, welcher bisher nur bei sogenannten Stab- oder Drahtgittern mit verhältniſsmäſsig weit von einander abstehenden Oeffnungen genügt werden konnte. Bei den letzteren lassen sich aber wegen der geringen Breite der einzelnen Beugungsspectra eine Reihe von Erscheinungen nur schwierig wahrnehmen, welche meines Wissens bisher unbekannt waren, und welche, wie sich im Verlaufe der Untersuchung ergeben wird, auch nur zum Theil mit der Theorie übereinstimmen.

§. 147.

Die Bezeichnungen seyen dieselben wie in §. 108 [1]).

Von einem leuchtenden Puncte P (Fig. 1 Taf. I) mit den Coordinaten XYZ gehen Lichtwellen nach einem in der xy-Ebene gelegenen Schirme, und durch eine Oeffnung O dieses Schirmes zum Auge, welches direct oder mit Hülfe eines Linsensystems (Fernrohrs) den Punct P_1 mit den Coordinaten $X_1 Y_1 Z_1$ deutlich sieht. P_1 liegt auf derselben Seite des Schirmes wie der leuchtende Punct P. Von den verschiedenen Puncten einer mit dem Radius ϱ um P_1 beschriebenen Kugelfläche gelangt die Wellenbewegung der Aethertheilchen in derselben Zeit τ zum Netzhautbilde des Punctes P_1, so daſs nach dem Huyghens'schen Principe diesem das Oeffnungselement do mit den Coordinaten xy die Vibrationsgeschwindigkeit mittheilt:

$$u = K do \sin\left(\frac{t-\tau}{T} - \frac{\overline{PO}+\overline{OQ}}{\lambda}\right)2\pi$$
$$= K do \sin\left(\frac{t-\tau}{T} - \frac{\varrho}{\lambda} - \frac{\overline{PO}-\overline{P_1O}}{\lambda}\right)2\pi,$$

wo bedeuten:

t die Zeit, welche verflossen ist seit dem Zeitmoment, wo der leuchtende Punct die Vibrationsgeschwindigkeit 0 hatte, und zu vibriren anfing.

1) Pogg. Ann. 132, S. 364. 1867.

T die Schwingungsdauer,

λ die Wellenlänge des Lichtes in Luft, oder genauer gesagt, im Innern der Substanz, in welcher sich der Schirm mit den Oeffnungen befindet.

Sind die Entfernungen R und R_1 der Puncte P und P_1 vom Anfangspunct der Coordinaten grofs gegen x und y, so ist:

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} \qquad R_1 = \sqrt{X_1^2 + Y_1^2 + Z_1^2}$$

$$\overline{PO} = \sqrt{(X-x)^2 + (Y-y)^2 + Z^2} = R - [x\cos(R,x) + y\cos(R,y)] + \tfrac{1}{2}\frac{x^2+y^2}{R} - \tfrac{1}{2}\frac{[x\cos(R,x)+y\cos(R,y)]^2}{R} + \ldots$$

$$\overline{P_1O} = \sqrt{(X_1-x)^2 + (Y_1-y)^2 + Z_1^2} = R_1 - [x\cos(R_1,x) + y\cos(R_1,y)] + \tfrac{1}{2}\frac{x^2+y^2}{R_1} - \tfrac{1}{2}\frac{[x\cos(R_1,x)+y\cos R_1,y)]^2}{R_1} + \ldots$$

Nimmt man, wie dies stets geschieht um die Rechnung zu vereinfachen, den Punct P_1 in derselben Entfernung von dem Schirm an, wie den leuchtenden Punct P, und setzt:

$$R = R_1$$

$$1. \quad \theta = \left(\frac{t-\tau}{T} - \frac{\varrho}{\lambda}\right) 2\pi \qquad \mu = \cos(R_1, x) - \cos(R, x)$$

$$\eta = (\mu x + \nu y)\frac{2\pi}{\lambda} \qquad \nu = \cos(R_1, y) - \cos(R, y),$$

so gelangt von dem Oeffnungselement do zum Auge die Vibrationsgeschwindigkeit

$$u = K do \,.\, \sin(\theta - \eta).$$

Von diesem Ausdruck, der bis auf Gröfsen von der Ordnung $\frac{x}{R}$ oder $\frac{y}{R}$ richtig ist, ist dann die Summe zu nehmen nach allen Oeffnungselementen do des Schirmes.

Es möge nun der Schirm drei neben einander liegende rechteckförmige Oeffnungen von derselben Höhe b und der Breite $a\, a_1\, a_2$ enthalten. Der Anfangspunct der Coordinaten liege in der Ecke der ersten Oeffnung. Aendert sich ferner innerhalb jeder Oeffnung die Phase der Aether-

theilchen auch noch auf andere Weise als durch die Lage des Oeffnungselementes, so würde in dem Ausdruck für die Vibrationsgeschwindigkeit $\theta - \varDelta$ statt θ zu setzen seyn. $\varDelta$ soll eine lineare Function von x seyn, oder

$$1a. \qquad \varDelta = (rx + s)\frac{2\pi}{\lambda},$$

wo die Constanten r und s für jede Oeffnung andere Werthe annehmen, die für die zweite und dritte Oeffnung durch die unteren Indices 1 und 2 unterschieden werden sollen. Die Werthe der Constanten r und s werden für jeden einzelnen Fall später noch näher zu bestimmen seyn aus der Gestalt der mit dem Diamanten in das Glas gerissenen Furchen.

Nennt man ferner $K K_1 K_2$ die Amplituden, welche von der Flächeneinheit der resp. Oeffnungen zum Auge gelangen, so läſst sich die Vibrationsgeschwindigkeit der Aethertheilchen im Netzhautbilde des Punctes P_1 durch die Gleichung ausdrücken

$$2. \qquad v = \Sigma^i K_i \iint dx\, dy \,.\, \sin(\theta - \eta - \varDelta_i),$$

wo das Summenzeichen andeutet, daſs für jede der drei Oeffnungen über alle Elemente der betreffenden i^{ten} Oeffnung zu integriren ist und für i die Werthe 012 zu setzen sind. Der Index 0 ist im Folgenden der Einfachheit wegen fortgelassen worden.

Bringt man v auf die Form

$$2a. \qquad v = \sin\theta\, \Sigma^i C_i - \cos\theta\, \Sigma^i S_i = L \,.\, \sin(\theta - \varphi),$$

so ist die Lichtintensität L^2 und die Phase $\theta - \varphi$ der Lichtwellen im Puncte P_1 des Netzhautbildes durch die Gleichungen bestimmt:

$$3. \qquad L^2 = (\Sigma^i C_i)^2 + (\Sigma^i S_i)^2,$$

$$4. \qquad \operatorname{tg}\varphi = \frac{\Sigma^i S_i}{\Sigma^i C_i}.$$

Die Werthe der bestimmten Integrale sind durch die Gleichungen gegeben:

$$5.\quad \begin{cases} C_i = K_i \int\limits_{a_{i-1}}^{a_{i-1}+a_i} \int\limits_0^b dx\, dy \cos(\eta + \Delta_i) = \mathfrak{C}_i \cos \varrho_i - \mathfrak{S}_i \sin \varrho_i \\ S_i = K_i \int\limits_{a_{i-1}}^{a_{i-1}+a_i} \int\limits_0^b dx\, dy \sin(\eta + \Delta_i) = \mathfrak{C}_i \sin \varrho_i + \mathfrak{S}_i \cos \varrho_i, \end{cases}$$

wo

$$\Delta_i = (r_i x + s_i) \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$6.\quad \begin{cases} \mathfrak{C}_i = K_i \int\limits_0^{a_i} \int\limits_0^b dx\, dy \cos[(\mu + r_i) x + \nu y] \frac{2\pi}{\lambda} = K_i a_i b \dfrac{\sin \frac{(\mu+r_i) a_i \pi}{\lambda} . \sin \frac{\nu b \pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r_i) a_i \pi}{\lambda} . \frac{\nu b \pi}{\lambda}} \cos\left(\frac{(\mu+r_i) a_i \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda}\right) \\ \mathfrak{S}_i = K_i \int\limits_0^{a_i} \int\limits_0^b dx\, dy \sin[(\mu + r_i) x + \nu y] \frac{2\pi}{\lambda} = K_i a_i b \dfrac{\sin \frac{(\mu+r_i) a_i \pi}{\lambda} . \sin \frac{\nu b \pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r_i) a_i \pi}{\lambda} . \frac{\nu b \pi}{\lambda}} \sin\left(\frac{(\mu+r_i) a_i \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda}\right) \end{cases}$$

und der Werth von ϱ_i durch die Gleichungen bestimmt ist:

$$7.\quad \begin{aligned} \varrho &= s . \frac{2\pi}{\lambda} \\ \varrho_1 &= [(\mu + r_1) a + s_1] \frac{2\pi}{\lambda} \\ \varrho_2 &= [(\mu + r_2)(a + a_1) + s_2] \frac{2\pi}{\lambda} . \end{aligned}$$

Setzt man die Werthe von C_i und S_i aus den Gleichungen 5 in 3 und 4 ein, so wird:

$$8. \quad L^2 = \Sigma_{ik}\left[(\mathfrak{C}_i+\mathfrak{S}_i)^2+(\mathfrak{C}_k+\mathfrak{S}_k)^2+2\,(\mathfrak{C}_i\mathfrak{C}_k+\mathfrak{S}_i\mathfrak{S}_k)\cos(\varrho_i-\varrho_k)+2\,(\mathfrak{C}_i\mathfrak{S}_k-\mathfrak{S}_i\mathfrak{C}_k)\sin(\varrho_i-\varrho_k)\right]$$

$$9. \quad \operatorname{tg}\varphi = \frac{\Sigma_i\,(\mathfrak{C}_i\sin\varrho_i+\mathfrak{S}_i\cos\varrho_i)}{\Sigma_i\,(\mathfrak{C}_i\cos\varrho_i-\mathfrak{S}_i\sin\varrho_i)}.$$

Durch Einsetzen der Ausdrücke 6 in 8 und 9 erhält man dann für drei Oeffnungen:

$$10. \quad \begin{aligned} L^2 = b^2\left(\frac{\sin\frac{\nu b\pi}{\lambda}}{\frac{\nu b\pi}{\lambda}}\right)^2 \Bigg\{ & K^2a^2\left(\frac{\sin\frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}}\right)^2 + K_1^2a_1^2\,\frac{\sin\frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}} + K_2^2a_2^2\left(\frac{\sin\frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}}\right)^2 \\ & + 2KK_1aa_1\,\frac{\sin\frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}}\cdot\frac{\sin\frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}}\cos\left(\varrho-\varrho_1+\frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}-\frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}\right) \\ & + 2K_1K_2a_1a_2\,\frac{\sin\frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}}\cdot\frac{\sin\frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}}\cos\left(\varrho_1-\varrho_2+\frac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}-\frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}\right) \\ & + 2K_2Ka_2a\,\frac{\sin\frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}}\cdot\frac{\sin\frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}}{\frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}}\cos\left(\varrho_2-\varrho+\frac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}-\frac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}\right)\Bigg\}. \end{aligned}$$

$$11. \qquad \operatorname{tg}\varphi = \frac{Ka\dfrac{\sin\dfrac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}}{\dfrac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}}\sin\left(\varrho+\dfrac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}+\dfrac{\nu b\pi}{\lambda}\right)+K_1a_1\dfrac{\sin\dfrac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}}{\dfrac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}}\sin\left(\varrho_1+\dfrac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}+\dfrac{\nu b\pi}{\lambda}\right)+K_2a_2\dfrac{\sin\dfrac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}}{\dfrac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}}\sin\left(\varrho_2+\dfrac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}+\dfrac{\nu b\pi}{\lambda}\right)}{Ka\dfrac{\sin\dfrac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}}{\dfrac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}}\cos\left(\varrho+\dfrac{(\mu+r)a\pi}{\lambda}+\dfrac{\nu b\pi}{\lambda}\right)+K_1a_1\dfrac{\sin\dfrac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}}{\dfrac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}}\cos\left(\varrho_1+\dfrac{(\mu+r_1)a_1\pi}{\lambda}+\dfrac{\nu b\pi}{\lambda}\right)+K_2a_2\dfrac{\sin\dfrac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}}{\dfrac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}}\cos\left(\varrho_2+\dfrac{(\mu+r_2)a_2\pi}{\lambda}+\dfrac{\nu b\pi}{\lambda}\right)}.$$

Man übersieht übrigens, beiläufig bemerkt, sofort, wie sich die Ausdrücke 8, 9, 10, 11 gestalten würden, wenn mehr als drei Oeffnungen neben einander liegen, und in jeder derselben sich die Phase der Aethertheilchen linear mit x, aber in verschiedener Weise ändert.

§. 148.

Hat man es nicht mit einer Gruppe verschiedener Oeffnungen zu thun, sondern wiederholen sich die Oeffnungsgruppen immer wieder in derselben Weise, so dafs $(p+1)$ congruente Oeffnungsgruppen neben einander liegen, und setzt man

$$12. \qquad \alpha = a + a_1 + \ldots a_i,$$

wo $i+1$ die Anzahl der Oeffnungen in einer Gruppe bezeichnet, so giebt die Gleichung $2a$

$$v = \sin\theta\, \Sigma_i \left\{ C_i \right. \qquad\qquad - \cos\theta\, \Sigma_i \left\{ S_i \right.$$

13.
$$\begin{array}{ll} C_i \cos\mu\alpha\frac{2\pi}{\lambda} - S_i \sin\mu\alpha\frac{2\pi}{\lambda} & S_i \cos\mu\alpha\frac{2\pi}{\lambda} + C_i \sin\mu\alpha\frac{2\pi}{\lambda} \\ \vdots & \vdots \\ \left. C_i \cos p\,.\,\mu\alpha\frac{2\pi}{\lambda} - S_i \sin p\,.\,\mu\alpha\frac{2\pi}{\lambda}\right\} & \left. S_i \cos p\,.\,\mu\alpha\frac{2\pi}{\lambda} + C_i \sin p\,.\,\mu\alpha\frac{2\pi}{\lambda}\right\}, \end{array}$$

oder wenn man setzt

14.
$$\left\{\begin{array}{l} c = 1 + \cos\mu\alpha\frac{2\pi}{\lambda} + \ldots \cos p\,.\,\mu\alpha\frac{2\pi}{\lambda} = \cos p\,.\,\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}\,\frac{\sin(p+1)\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}}{\sin\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}} \\ s = \sin\mu\alpha\frac{2\pi}{\lambda} + \ldots \sin p\,.\,\mu\alpha\frac{2\pi}{\lambda} = \sin p\,.\,\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}\,\frac{\sin(p+1)\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}}{\sin\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}}. \end{array}\right.$$

15.
$$v = \sin\theta \left\{ c\,.\,\Sigma_i\, C_i - s\,.\,\Sigma_i\, S_i \right\} - \cos\theta \left\{ c\,.\,\Sigma_i\, S_i + s\,.\,\Sigma_i\, C_i \right\}$$

Bezeichnet man Lichtintensität und Phasenänderung für $p+1$ congruente Oeffnungsgruppen durch den unteren Index $p+1$, so ist nach Gl. 15, 3 und 4.

$$16.\qquad L_{p+1}^2 = (c^2+s^2)\{(\Sigma_i\, C_i)^2 + (\Sigma_i\, S_i)^2 = (p+1)^2 \left(\frac{\sin(p+1)\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}}{(p+1)\sin\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}}\right)^2 L_1^2$$

$$\operatorname{tg}\varphi_{p+1} = \frac{c\,\Sigma_i S_i + s\,\Sigma_i C_i}{c\,\Sigma_i C_i - s\,\Sigma_i S_i} = \frac{\cos p\,.\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}\,\Sigma_i S_i + \sin p\,.\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}\,\Sigma_i C_i}{\cos p\,.\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}\,\Sigma_i C_i - \sin p\,.\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}\,\Sigma_i C_i}$$

oder

$$17.\qquad = \frac{\operatorname{tg}\varphi_1 + \operatorname{tg} p\,.\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}}{1 - \operatorname{tg}\varphi_1 \operatorname{tg} p\,.\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}} = \operatorname{tg}\left(\varphi_1 + p\,.\frac{\mu\alpha\pi}{\lambda}\right).$$

Lichtintensität und Phase für einen bestimmten Punct des Gesichtsfeldes sind durch die Gleichungen 16 und 17 bekannt, so bald man diese Gröſsen L_1^2 und φ_1 für *eine* Oeffnungsgruppe kennt.

An den Stellen, wo der 2te Factor auf der rechten Seite der Gl. 16 den Werth 1 annimmt, wo $\pm\mu =$ einem Vielfachen von π wird, treten die sogenannten ***Maxima* 2ter *Klasse***[1]) auf. Dieselben sind um so schmaler, je gröſser die Anzahl $p+1$ der neben einander liegenden Oeffnungsgruppen ist. Läſst man von einem weit entfernten Spalt Sonnenlicht auf das von den Oeffnungsgruppen gebildete Gitter fallen, so liegen die schmalen Maxima 2ter Klasse um so weiter von der Mitte des Gesichtsfeldes, ($\mu = 0$ entsprechend) entfernt, je gröſser die Wellenlänge des Lichtes ist.

1) Fraunhofer, Gilb. Ann. 74, 1823. S. 340.

Die Maxima 2ter Klasse für die verschiedenen Farben bilden dann die sogenannten *Spectra* 2ter *Klasse*, in welchen man die Fraunhofer'schen Linien um so deutlicher erkennen kann, je gröfser $(p+1)$ und L_1^2 ist.

Die Lage der Fraunhofer'schen Linien in den Spectren 2ter Klasse hängt nur von α, oder dem Abstand zweier benachbarten Oeffnungsgruppen ab, wie auch sonst jede einzelne Oeffnungsgruppe beschaffen seyn mag. Die Deutlichkeit der Linien in einem Spectrum 2ter Klasse ist aber sehr wesentlich durch die Lichtintensität L_1^2 *einer* Oeffnungsgruppe für die betreffende Stelle des Gesichtsfeldes bedingt.

Der Ausdruck 17 zeigt sofort, dafs die Phase an einer bestimmten Stelle des Gesichtsfeldes in den Spectren 2ter Klasse unabhängig von der Anzahl der Oeffnungen ist.

Alle diese Schlüsse sind in der That, wie sich zeigen wird, in Uebereinstimmung mit der Erfahrung.

§. 149.

Bei der Vergleichung der vorstehenden Theorie mit den verschiedenen Fällen der Erfahrung soll immer die Lichtquelle weit entfernt von den Oeffnungen angenommen werden, die das sogenannte Gitter bilden. Die Betrachtungen werden dann durch die Bemerkung erleichtert, dafs eine von planparallelen Flächen begränzte Platte aus irgend einer brechenden Substanz die Lichtwellen an allen Stellen des Gesichtsfeldes gleichmäfsig in derselben Weise verzögert, also auf Intensität L^2 und Phasenunterschied φ an den verschiedenen Stellen des Gesichtsfeldes keinen Einflufs haben kann. Dabei wird natürlich von den vielfachen Reflexionen im Innern einer solchen Planparallelplatte abgesehen. Dieselbe kann sich unmittelbar vor oder hinter dem Schirm mit den Oeffnungen oder in gröfserer Entfernung von demselben befinden.

Für die Messung der Beugungswinkel stand mir nur ein Goniometer mit Verticalkreis zur Verfügung, der in $\frac{1}{3}$ Grade getheilt war, und mit Nonien halbe Minuten angab. Von

den mit Nonien versehenen beiden Fernröhren des Instruments wurde das eine durch einen Collimator mit verstellbarem Spalt und achromatischer Linse von 12^{mm} Oeffnung und 85^{mm} Brennweite ersetzt.

Die auf planparallelen Glasplatten angebrachten Gitter wurden mit vier Schrauben gegen eine Messingplatte von 50^{mm} Breite, 40^{mm} Höhe und 3^{mm} Dicke gedrückt, in welcher eine rechteckförmige Oeffnung von gleicher Gröfse wie das Gitter sich befand. Auf der freien Seite der planparallelen Messingplatte konnte mit dünnen Kautschukringen eine planparallele Glasplatte befestigt werden. Wurde der von der Gitterfläche, dem Planglase und der Messingplatte eingeschlossene Raum mit Flüssigkeiten verschiedener Brechbarkeit gefüllt, so fand die Beugung an derselben Fläche aber in verschiedenen Medien statt. Das Gitter wurde an dem Goniometer so befestigt, dafs die Furchen parallel der Axe desselben standen. Die Normale der Gitterebene fiel mit der Axe des Collimators oder des auf Unendlich gestellten Beobachtungsfernrohrs zusammen, wenn der Nonius des Goniometers auf 0 stand. Dafs dies wirklich der Fall war, erkannte man entweder dadurch, dafs das reflectirte Bild des passend erleuchteten Fernrohr-Fadenkreuzes mit diesem selbst zusammenfiel oder dafs für einen Einfallswinkel 45^0 das Bild der Collimatorspalte in dem Fadenkreuz des um 90^0 gedrehten Beobachtungsfernrohrs erschien.

Die Drehung der Goniometeraxe bestimmte die Neigung der Gitternormale gegen die einfallenden Strahlen oder den Einfallswinkel J. Aus der abgelesenen Drehung des Beobachtungsfernrohrs konnte dann leicht der Beugungswinkel γ gefunden werden, welchen die gebeugten Strahlen mit der Gitternormale bildeten. Nach der Bezeichnungsweise des §. 147 wäre dann, da die Gitternormale mit der z-Axe zusammenfällt

18. $$\nu = 0 \qquad \mu = \sin\gamma - \sin J.$$

Aus Gl. 16 folgt, dafs die Maxima 2ter Klasse an der

Stelle liegen, wo μ ein Vielfaches von $\frac{\lambda}{\alpha}$ ist, oder mit γ_q den Beugungswinkel des q^{ten} Maximums 2ter Klasse bezeichnet

19. $$\sin\gamma_q - \sin J = q\frac{\lambda}{\alpha},$$

wo q positive oder negative Werthe haben kann, je nachdem die Maxima auf der einen oder anderen Seite des centralen Spaltbildes liegen. Ich werde das einem bestimmten Werthe von q entsprechende Maximum als ein Maximum 2ter Klasse und q^{ter} *Ordnung* bezeichnen.

Findet die Beugung in einem dichteren Medium mit dem Brechungsexponenten n' statt, das durch Flächen parallel der Gitterebene begränzt ist, so nehmen $\sin J$ und λ im Verhältniſs $1:n'$ ab, also nach Gl. 19 auch $\sin\gamma_q$. Unterscheidet man Einfallswinkel, Beugungswinkel und Wellenlänge durch den oberen Index 1, so wird

20. $$\sin\gamma'_q - \sin J' = q\frac{\lambda'}{\alpha}.$$

Diese Gleichung geht durch Multiplication mit n' in die Gleichung 19 über, d. h. γ'_q und γ_q stehen in demselben Verhältniſs, wie zusammengehörige Einfalls- und Brechungswinkel, oder der gebeugte Strahl ist nach dem Uebergang in Luft unter demselben Winkel gegen die Normale der Gitterebene geneigt, als hätte die ganze Beugung in Luft stattgefunden.

Auf die Richtung der gebeugten und in Luft übergetretenen Strahlen haben daher durchsichtige Substanzen mit Flächen parallel der Gitterebene keinen Einfluſs, mögen sie an irgend welcher Stelle vor oder hinter der Gitterebene angebracht seyn, oder dieselbe enthalten [1]).

Füllte ich den von der planparallelen Messingplatte, der Gitterebene und dem Planglase eingeschlossenen Raum mit verschiedenen Flüssigkeiten, so beobachtete ich stets dieselbe Lage der Fraunhofer'schen Linien in den Spectren 2ter Klasse für dasselbe Gitter und dieselbe Nei-

1) Fraunhofer, Denkschriften der Kgl. Bayer. Akad. München. VIII. 1821 bis 1822, S. 57 sqq.

gung der Gitterebene gegen die einfallenden Strahlen, oder für denselben Einfallswinkel J in Luft gemessen. Der Spalt des Collimators wurde statt mit Sonnenlicht auch wohl mit einer durch Soda oder Lithium gefärbten Flamme einer Bunsen'schen Gasflamme erleuchtet.

Die letztere Beobachtungsweise hat den Vortheil, dafs man grofse Beugungswinkel, grofsen Werthen von q entsprechend, noch mit Sicherheit beobachten kann, während bei Sonnenlicht die Spectren verschiedener Ordnung übereinander fallen, und dann nur eine genaue Beobachtung möglich wird, wenn man eine bestimmte charakteristische Liniengruppe, wie etwa b, leicht wieder erkennen kann.

Die Strahlen fielen bald von Luft oder der betreffenden Flüssigkeit, bald von Glas auf die geritzte Fläche (Gitterebene) auf. Die beobachteten Beugungswinkel γ_q stimmten mit den aus Gl. 19 berechneten Werthen soweit überein, wie überhaupt die Genauigkeit des benutzten Apparates reichte. Die Abweichungen stiegen nur in einzelnen Fällen bis zu 1', obwohl Beugungswinkel bis zu 80° und Werthe von q bis ± 12 beobachtet wurden.

Füllte man den Hohlraum der Messingplatte nur zur Hälfte mit Flüssigkeit und blickte, während das Gitter vertical stand, mit blofsem Auge oder mit einem Fernrohr nach einem von der Sonne oder Natronlicht erleuchteten Spalt, so hatten die Fraunhofer'schen Linien genau dieselbe Lage, mochten die Strahlen durch Luft oder Flüssigkeit gegangen seyn. Die Versuche wurden mit Luft, Wasser, Alkohol oder Terpentinöl und den Gittern No. 22 bis 27 der folgenden Tabelle CII angestellt.

Die Lage der Maxima 2ter Klasse stimmt also für die gebeugten Strahlen im durchgehenden Lichte mit der Theorie vollkommen überein, die Beugung mag in den verschiedensten Medien stattfinden.

Die Dimensionen und Verfertiger der von mir benutzten Gitter sind in der folgenden Zusammenstellung angegeben.

No.	Bezeichnung	Abstand der Striche a	Beugungswinkel $\gamma = \frac{\lambda_\nu}{a}$	$\frac{\alpha}{a}$	Anzahl der Striche $p+1$	Breite des Gitters
		mm				mm
1	Drahtgitter III (Berlin)	0,2195	0° 9′ 14″	1,672	85	18,65
2	" II (München)	0,1586	0 12 45	1,814	120	19,05
3	" I "	0,1487	0 13 37	2,687	(120)	(17,8)
4	Rufsgitter II (Quincke)	0,1368	0 14 49	2,610	85	11,7
5	" I "	0,0681	0 29 45	1,627	161	10,9
6	Goldblatt III (München)	0,1057	0 19 10	4,706	238	25,2
7	" II "	0,0795	0 25 28	4	317	25,2
8	Silber II (Quincke)	0,0681	0 29 45	2 (3)	132	9
9	" I "	0,02762	1 13 22	2,128	364	10,2
10	Silber Collodium (Nobert VII)	0,011283	2 59 40	2,322	2401	27,091
11	" " (Nobert VI)	0,011275	3	2,319	1201	13,541
12	Lamellengitter IV (Quincke)	0,2731	0 7 24	1,203	41	11,2
13	" II "	0,1381	0 14 40	2,400	75	10,9
14	" I "	0,1368	0 14 49	3,330	79	10,9
15	" III "	0,0544	0 37 15	3,125	189	10,6
16	" V "	0,02762	1 13 22	2,128	364	10,2
17	Furchengitter (Berlin)	0,04234	0 47 58	1,532	270	11,4
18	" (Albert)	0,02596	1 18	1,110	331	8,6
19	" (Oertling)	0,02251	1 30	1,234	107	2,4
20	" (Nobert VIII)	0,030063	1 7 23	1,270	451	13,558
21	" (Nobert IX)	0,015013	2 14 50	1,745	901	13,527
22	" (München)	0,009242	3 39	1,226	1800	16,64
23	" (Nobert IV)	0,007530	4 29	2,176	2701	20,337
24	" (Nobert I)	0,007523	4 29 30	1,445	1801	13,549
25	" (Nobert V)	0,004519	7 29	1,408	4501	20,341
26	" (Nobert II)	0,004517	7 30	1,458	3001	13,556
27	" (Nobert III)	0,002509	13 35	1,615	6301	15,809

Die Gitter No. 18 bis 27 waren mit dem Diamanten auf planparallele Glasplatten gezogen, No. 10 und 11 mit einer stumpfen Diamantspitze in eine fast undurchsichtige Schicht von Silber in Collodium getheilt, wie es für photographische Zwecke benutzt wird. Diese Schicht lag auf einem Planglase. Die letzteren beiden Gitter waren von vorzüglicher Vollkommenheit, sowohl in Betreff der Gleichmäfsigkeit als in Bezug auf Schärfe der Ränder der einzelnen Oeffnungen.

Der Abstand α der einzelnen Furchen oder Oeffnungen von einander wurde aus der Messung einer gröfseren Anzahl von Beugungswinkeln für Natronlicht im durchgehenden und reflectirten (vgl. §. 156) Licht mit Hülfe der von Ångström [1]) gefundenen Wellenlänge

$$\lambda_D = 0^{mm},00058921$$

berechnet. Das Verhältnifs $\frac{\alpha}{a}$ des Abstandes α zweier Furchen oder Oeffnungen zu der Breite a einer Oeffnung oder des Raumes zwischen zwei Furchen wurde mit einem Mikroskop und Ocularmikrometer bestimmt. Die Breite $a_1 + a_2$ einer Furche oder eines dunklen Balkens ergiebt sich dann aus Gl. 12, §. 148 und jenem Verhältnifs [2]).

1) Ångström, *Recherches sur le spectre solaire.* Upsal. 1868. 4°. S. 25.

2) Die Angaben über das Verhältnifs $\frac{\alpha}{a}$ sind nur als annähernd richtig zu betrachten, da bei den aufserordentlich feinen Gittern eine genaue Einstellung auf die Ränder der Furchenthäler unmöglich ist, wie ich mich bei vielen Versuchen überzeugt habe unter Benutzung der stärksten Vergröfserungen, die man heut zu Tage mit sogenannten trockenen Linsensystemen erreichen kann. Da die Beugungserscheinungen an den Rändern der Furchen stets Linien mit ähnlicher Gestalt, wie das Object bilden, und die Dimensionen der Contouren sich mit dem Objectabstand oder der Richtung der beleuchtenden Strahlen sehr schnell ändern, so sind die Fehler verhältnifsmäfsig sehr bedeutend, und besonders von Einflufs bei dem feinsten Gitter Nobert III, wo der Abstand der Ränder einer von dem Diamanten geschnittenen Furche nur etwas mehr als $\frac{1}{2}$ einer mittleren Lichtwelle in Luft beträgt. Die erwähnte Ungenauigkeit bedingt einen Fehler von derselben *absoluten* Gröfse bei allen mikroskopischen Messungen, der auch bei anderen Objecten als den eben erwähnten in gleicher Weise auftreten mufs. (Man vgl. übrigens §. 157).

Der aus mikroskopischen Messungen gefundene Werth von α stimmte übrigens mit dem aus den Beugungswinkeln berechneten stets sehr nahe überein.

Die Furchentiefe ist bei allen von Hrn. Nobert geschnittenen Gittern nahezu gleich der halben Furchenbreite.

§. 150.

Gebeugter und directer Strahl bilden mit einander den Winkel $\gamma - J$ und dieser ist für ein bestimmtes Maximum 2ter Klasse, d. h. für einen bestimmten Werth von μ ein Minimum, sobald

$$\frac{d}{dJ} \cdot \sin(\gamma - J) = o$$

oder

21. $$\cos(\gamma - J)\left(\frac{d\gamma}{dJ} - 1\right) = o.$$

Der Werth von $\frac{d\gamma}{dJ}$ ergiebt sich durch Differentiation der Gl. 18.

18. $$\mu = \sin\gamma - \sin J,$$

$$\frac{d\gamma}{dJ} = \frac{\cos J}{\cos\gamma}$$

und dies in Gl. 21 eingesetzt

$$\cos(\gamma - J)\ (\cos J - \cos\gamma) = o$$

oder

22. $$\gamma - J = 90^0 \qquad \cos J = \cos\gamma.$$

Der ersten Gl. 22 entspricht das Maximum von γ, denn $90^0 + J$ ist der gröfste Beugungswinkel der überhaupt vorkommen kann. Die andere Gl. 22 bestimmt das Minimum der Ablenkung. In der That findet für

$$\gamma = -J$$

ein Minimum der Ablenkung durch Beugung statt, wenn die Normale der Gitterebene den von einfallendem und gebeugtem Strahl gebildeten Winkel halbirt, oder die Gitterebene gegen den directen und gebeugten Strahl gleich geneigt ist [1]).

1) Vergl. Mascart, *Ann. d. l'école normale I.* 1864. *p.* 249. Ditscheiner, Wien. Berichte L. 2. S. 303. 1864.

Das Minimum der Ablenkung ist aber für die verschiedenen Maxima 2ter Klasse je nach Farbe und Ordnung verschieden, und daher zur Bestimmung von Wellenlängen wenig geeignet.

Betrachtet man einen erleuchteten Spalt oder eine Lichtflamme durch ein Gitter, so liegen die Flammenbilder 2ter Klasse an den Stellen des Gesichtsfeldes, wo

$$\frac{\sin \frac{\nu b \pi}{\lambda}}{\frac{\nu b \pi}{\lambda}} = 1 \qquad \nu = 0$$

$$(R_1, y) = (R, y) \tag{23.}$$

ist, d. h. an den Stellen des Gesichtsfeldes, die von der y-Axe denselben Winkelabstand haben, wie der direct gesehene leuchtende Punct, oder wie das centrale Flammenbild.

Die Flammenbilder 2ter Klasse liegen also auf einem Kegelmantel, mit der y-Axe oder Spaltenrichtung als Axe, dessen Oeffnung durch die Lage des centralen Bildes bestimmt ist.

Die Erscheinungen sind hiermit in voller Uebereinstimmung.

§. 151.

Ich wende mich jetzt zu den Erscheinungen, die nicht von dem Abstand α der Oeffnungen oder Furchen, sondern von der Gestalt der einzelnen Oeffnungen abhängen.

Der einfachste Fall ist der, wo die einzelne Oeffnungsgruppe eines Gitters nur eine Oeffnung umfaſst, und man es mit einem Gitter aus in freier Luft gespannten Drähten oder Fäden zu thun hat (No. 1 bis 3), oder einer dünnen Schicht eines undurchsichtigen Körpers wie Ruſs (No. 4 und 5), Goldblatt (No. 6 und 7), Silber (No. 8 und 9), Silber Collodium (No. 10 und 11) auf einer planparallelen Glasplatte, in welche mit einer feinen Spitze parallele

Linien radirt sind. Dann wäre in den Gleichungen 10 und 11 zu setzen

$$K_1 = K_2 = 0 \qquad r = 0$$

und man erhält die Ausdrücke

$$24. \quad L_1^2 = K^2 a^2 b^2 \left(\frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}}\right)^2 \left(\frac{\sin \frac{\nu b \pi}{\lambda}}{\frac{\nu b \pi}{\lambda}}\right)^2$$

$$25. \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = \operatorname{tg} \left(\frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda}\right).$$

Lichtintensität und Phase ändern sich dem absoluten Werthe nach für positive und negative Werthe von μ und ν in gleicher Weise.

Fallen die Strahlen senkrecht gegen das Gitter ein, so theilen die x- und y-Axe das Gesichtsfeld in vier symmetrische Theile, wie sich dies in der That leicht wahrnehmen läfst, wenn man eine homogene, mit Natrium oder Lithium gefärbte Alkoholflamme durch ein solches Gitter in einem dunklen Zimmer betrachtet, am besten mit blofsem Auge, um möglichst viele Flammenbilder übersehen zu können. Das centrale oder direct gesehene Bild hat dann stets die gröfste Lichtintensität. Um die Betrachtungen zu vereinfachen, soll im Folgenden ν sehr klein angenommen werden, so dafs der letzte Factor der Gl. 24 $= 1$ gesetzt werden kann.

Die Intensität der Bilder der homogenen Flamme, welche den Spectren oder Maximis 2ter Klasse entsprechen, und welche ich als Flammenbilder 2ter Klasse bezeichnen werde, kann sehr klein, oder sogar 0 seyn, wenn L_1^2 durch passende Wahl von a an der betreffenden Stelle des Gesichtsfeldes verschwindet. Für senkrecht auf die Gitterebene auffallende Strahlen müssen für positive und negative Werthe von μ, rechts und links von der Mitte des Gesichtsfeldes oder dem direct gesehenen Flammenbilde die Intensitäten der Flammenbilder 2ter Klasse symmetrisch vertheilt seyn.

Der Versuch bestätigte dies bei den Gittern No. 4 bis 11 der Tabelle CII. Die Vertheilung ändert sich auch beim

Neigen der Gitterebene gegen die einfallenden Strahlen so wenig, daſs die Aenderung bei den gröberen Gittern unmerklich ist.

Die Lichtintensität des q^{ten} Flammenbildes 2ter Klasse zur rechten und zur linken des centralen Bildes ist 0, sobald

$$26. \qquad q\frac{\lambda}{\alpha} = s\frac{\lambda}{a} \quad \text{oder} \quad q = s \,.\, \frac{\alpha}{a}$$

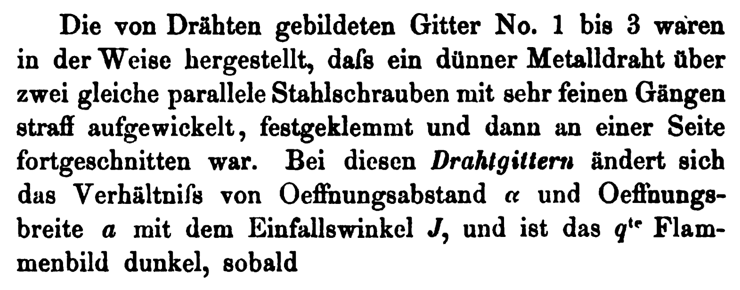
ist, wo s eine ganze Zahl kleiner als q bedeutet. Ist das Gitter in eine sehr dünne Schicht eines undurchsichtigen Körpers Ruſs, Goldblatt, Silber oder Silber-Collodium getheilt, so muſs für jede Farbe und Wellenlänge bei jedem Einfallswinkel J das q^{te} $2q^{te}$ etc. Flammenbild dunkel erscheinen, da das Verhältniſs $\frac{\alpha}{a}$ dasselbe bleibt.

In der That war dies bei den folgenden Gittern der Fall:

CIII.

No.	Gitter in:	$\frac{\alpha}{a}$	Dunkle Flammenbilder für $\pm q =$
4	Ruſs II	2,610	. . 3 . 5 6
5	Ruſs I	1,627	. . 3 . . 6 . .
6	Goldblatt III	4,706	. . . 4 5 . .
7	„ II	4	. . . 4 . . . 8
8	Silber II a	2	. 2 . 4 . .
„	„ II b	3	. . 3 . . 6 .
9	„ I	2,128	. . . 4
10	Silber-Collodium VII	2,322	. (2) . . (5) . 7 .
11	„ VI	2,319	. . . . . . 7 . 9

Die aufgeführten Werthe von $\frac{\alpha}{a}$ sind das Mittel einer Reihe von Messungen mit Mikroskop und Ocular-Mikrometer. Wenn man bedenkt, daſs nicht alle a genau dieselben sind bei demselben Gitter, daſs die Ränder der Oeffnungen mit Ausnahme der Silber-Collodium-Gitter alle ausgezackt erscheinen, so kann die Uebereinstimmung von Versuch und Theorie befriedigend genannt werden.



Die von Drähten gebildeten Gitter No. 1 bis 3 waren in der Weise hergestellt, daſs ein dünner Metalldraht über zwei gleiche parallele Stahlschrauben mit sehr feinen Gängen straff aufgewickelt, festgeklemmt und dann an einer Seite fortgeschnitten war. Bei diesen *Drahtgittern* ändert sich das Verhältniſs von Oeffnungsabstand α und Oeffnungsbreite a mit dem Einfallswinkel J, und ist das q^{te} Flammenbild dunkel, sobald

$$27. \qquad q \frac{\lambda}{a \cos J} = z \cdot \frac{\lambda}{a - \alpha (1 - \cos J)}$$

ist, oder

$$28. \qquad \cos J = \frac{v}{v_0} \cdot \frac{v_0 - 1}{v - 1},$$

wo v_0 das Verhältniſs $\frac{q}{z}$ für den Einfallswinkel $J = 0$, v dasselbe für den Einfallswinkel J bedeutet.

In der That verschwand bei folgenden Werthen von $\pm J$ das q^{te} Flammenbild einer Natronflamme bei

CIV.

		Drahtgitter II		Drahtgitter III	
		J		J	
q	v	beob.	ber.	beob.	ber.
2	2	24°	26° 10′	34° 30′	36° 30′
5	$\frac{5}{2}$	40	41 35	47 36	47 55
3	3	45 36′	47 41	52 36	52 55
4	4	51 45	53 51	56 48	57 36
		$v_0 = 1{,}814$		$v_0 = 1{,}672$	

Dreht man die Gitterebene um die x-Axe, so bleibt das Verhältniſs $\frac{\alpha}{a}$ auch bei den Drahtgittern ungeändert, und die Lichtintensität der einzelnen Flammenbilder bleibt dieselbe, wie für $J = 0$.

Die Phase des einfallenden Lichts dürfte nach Gl 17 und 25 nicht geändert werden, sobald μ und $\nu = 0$ sind, sobald also die Strahlen senkrecht auf das Gitter auffallen.

In der That habe ich bei dem Einschalten der Gitter No.4, 5 und 11 in dem Interferenzapparat des §. 80 keine Verschiebung der Interferenzstreifen oder Aenderung der Phase mit Sicherheit beobachten können. Wenigstens war die Verschiebung der Interferenzstreifen oder die Phasenänderung an den verschiedenen Stellen desselben Gitters und zu verschiedenen Zeiten verschieden. Sie betrug, wenn sie überhaupt vorhanden war, niemals mehr als 0,3 Fransenbreiten und würde sich durch Gase oder Dämpfe erklären, die in gröſserer oder geringerer Entfernung von der Ruſs- oder Silberschicht in verschiedener Menge auf der Glasoberfläche condensirt waren.

§. 152.

Ein 2ter einfacher Fall wäre ein sogenanntes *Lamellengitter*, wie ich es früher (§. 107 bis 109) beschrieben habe [1]).

Auf einer planparallelen Glasplatte befindet sich eine dünne (Jodsilber) Lamelle von der gleichförmigen Dicke ε und dem Brechungsexponenten n, in welche mit einer Stahlspitze parallele Oeffnungen von der Breite a und dem Abstand α von einander radirt sind. Die Breite eines stehen gebliebenen Lamellenstreifens ist dann a_1 und man hat nach Gl. 10, 11, 7

$$K_2 = 0 \qquad r = 0 \qquad s = 0 = \varrho$$
$$r_1 = 0 \qquad s_1 = \text{const} = \Delta$$
$$a + a_1 = \alpha \qquad \varrho_1 - \varrho = \mu a \frac{2\pi}{\lambda} + \Delta.$$

1) Pogg. Ann. 132, S. 366.

$$29. \quad L_1^2 = b_2 \left(\frac{\sin \frac{\nu b \pi}{\lambda}}{\frac{\nu b \pi}{\lambda}} \right)^2 \left\{ K^2 a^2 \left(\frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \right)^2 + K_1^2 a_1^2 \left(\frac{\sin \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}} \right)^2 + 2 K K_1 a a_1 \frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \frac{\sin \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}} \cos\left(\frac{\mu a \pi}{\lambda} + \Delta\right) \right\}$$

$$30. \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{K a \frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \sin\left(\frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda}\right) + K_1 a_1 \frac{\sin \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}} \sin\left(\frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda} + \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \Delta\right)}{K a \frac{\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \cos\left(\frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda}\right) + K_1 a_1 \frac{\sin \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda}} \cos\left(\frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda} + \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \Delta\right)}.$$

Für die Stellen des Gesichtsfeldes, wo die Maxima 2ter Klasse liegen, ist:

$$31. \quad \frac{\mu a \pi}{\lambda} = \pm q \pi \qquad \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} = \pm q \pi - \frac{\mu a \pi}{\lambda},$$

wo q eine ganze Zahl bedeutet. Es verschwinden also die drei Glieder des Ausdrucks 29, und die Lichtintensität des q^{ten} Flammenbildes 2ter Klasse ist 0, sobald

$$\sin \frac{\mu a \pi}{\lambda} = 0$$

oder sobald die Gl. 26 erfüllt ist

26. $$q = z \frac{\alpha}{a}.$$

Da die durchsichtigen Lamellen höchstens wenige Wellenlängen dick sind, so ändert sich das Verhältniſs $\frac{\alpha}{a}$ nicht mit der Neigung des einfallenden Lichtes gegen die Gitterebene, oder das q^{te} Maximum 2ter Klasse ist für alle Farben und Einfallswinkel unsichtbar, wie bei den Gittern mit undurchsichtigen Stäben.

In Uebereinstimmung hiermit beobachtete ich bei der Betrachtung einer homogenen Natriumflamme bei den verschiedensten Werthen von J dunkle Flammenbilder in folgender Weise:

CV.

No.	Gitter in:	$\frac{\alpha}{a}$	Dunkle Flammenbilder für $\pm q =$
12	Jodsilber IV	1,203	. . . . 5 . . . . 10 . .
13	„ II	2,400	. 2 . . 5 . 7 . .
14	„ I	3,330	. . 3 . . 6 . .
15	„ III	3,125	. . 3 . . 6 7 . .
16	„ V	2,128	. . . 4

Dies blieb auch, so weit ich es beurtheilen konnte, bei der Betrachtung von weiſsen Lichtflammen.

Die Lichtintensität war in Uebereinstimmung mit Gl. 29 unter die Flammenbilder 2ter Klasse zu beiden Seiten des centralen Bildes symmetrisch vertheilt.

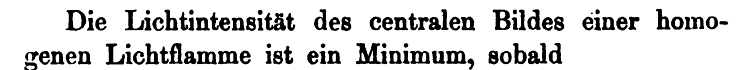
Für das centrale Bild wird

$$\nu = 0 \qquad \mu = 0.$$

32. $$L_1^2 = b^2 \left\{K^2 a^2 + K_1^2 a_1^2 + 2 K K_1 a a_1 \cos \Delta\right\}$$
$$= b^2 \left\{(K a + K_1 a_1)^2 - 4 K K_1 a a_1 \sin^2 \frac{\Delta}{2}\right\}.$$

Nennt man n den Brechungsexponenten der Lamelle (des Jodsilbers), J den Einfallswinkel, J_1 den Brechungswinkel im Innern der Lamelle, so ist

33. $$\Delta = \varepsilon (n \cos J_1 - \cos J) \frac{2\pi}{\lambda}.$$



Die Lichtintensität des centralen Bildes einer homogenen Lichtflamme ist ein Minimum, sobald

$$\varDelta = \pm (2m + 1) \frac{\pi}{2},$$

und sie wird 0, wenn $Ka = K_1 a_1$ ist. Der Werth von $\varDelta$ hängt von der Wellenlänge ab, und der Ausdruck 31 zeigt sofort, dafs eine weifse Lichtflamme durch ein Lamellengitter gesehen, gefärbte centrale Bilder geben mufs, deren Farbenfolge dieselbe ist, wie die der Newton'schen Ringe im durchgehenden Licht, oder wie sie die Lichtflamme zeigen würde, wenn man sie durch zwei parallele Nicol'sche Prismen mit zwischenliegender Krystallplatte betrachtete, und dann $\varDelta$ den Phasenunterschied der $\mp$ und $\perp$ zum Hauptschnitt der Krystallplatte polarisirten Lichtwellen bedeutete. Die Färbung ist um so intensiver, je mehr $Ka = K_1 a_1$, analog dem Falle, wo der Hauptschnitt der Krystallplatte im Azimuth 45° gegen die Polarisationsebene der Nicol'schen Prismen geneigt ist.

Das centrale Bild einer Lichtflamme zeigt bei einem Lamellengitter eine Farbe von um so höherer Ordnung, je gröfser die Dicke ε und der Brechungsexponent n der Lamelle sind.

Neigt man das Lamellengitter gegen die einfallenden Strahlen, so nimmt $\varDelta$ mit wachsendem Einfallswinkel zu, die Farbe des centralen Flammenbildes steigt in der Farbenfolge der Newton'schen Ringe zu einer Farbe höherer Ordnung. Man hat nämlich für eine Jodsilberlamelle, $n = 2{,}25$ gesetzt:

$J =$	0°	20°	40°	60°	90°
$n \cos J_1 - \cos J =$	1,25	1,284	1,406	1,577	2,016.

Die Aenderung ist für eine Lamelle von kleinerem Brechungsexponenten ähnlich aber kleiner.

In der That bestätigt der Versuch alle diese Schlüsse. (Vergl. auch §. 107 und 108).

Schaltet man ein Lamellengitter in einen Interferenzapparat (§. 80) ein, so dafs die Strahlen des einen Strah-

lenbündels I normal auf das Gitter auffallen, die des anderen daran vorbeigehen, so giebt die Verschiebung der Interferenzstreifen, in Fransenbreiten gemessen, den Gangunterschied in Wellenlängen, der der Phasenänderung φ_1 entspricht, welche nach Gl. 30 gegeben ist durch

34. $$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{K_1 a_1 \sin \varDelta}{Ka + K_1 a_1 \cos \varDelta},$$

welche Gleichung für den Fall $K_1 a_1 = Ka$ geben würde:

$$\varphi_1 = \frac{\varDelta}{2}.$$

Für eine Lamelle vom Brechungsexponenten n, die den ν^{ten} dunklen oder hellen Newton'schen Ring im reflectirten Lichte zeigt, ist:

$$\varepsilon = \nu \frac{\lambda_1}{4} = \nu \frac{\lambda}{4n},$$

35. $$\varDelta = \varepsilon . \frac{n-1}{\lambda} 2\pi = \nu . \frac{n-1}{4n} 2\pi.$$

Für Jodsilber wird

$$n = 2{,}25 \qquad \varDelta = \nu . 0{,}1387 . 2\pi.$$

Setzt man:

$$\frac{K_1}{K} = 0{,}9 \qquad \frac{K_1 a_1}{Ka} = 0{,}9 \left(\frac{a}{a} - 1\right),$$

so stimmen beobachtete und berechnete Werthe der Gröfse $\varDelta - \varphi_1$ innerhalb der Gränzen der Beobachtungsfehler mit einander überein, wie die folgende Zusammenstellung zeigt: Der durch das Gitter gegangene Strahl war gegen den durch die unverletzte Jodsilberlamelle gegangenen Strahl beschleunigt.

CVI.

No.	Gitter	ν	$\frac{a}{a} - 1$	$\varDelta$	$\varDelta - \varphi_1$ beob.	$\varDelta - \varphi_1$ ber.
				λ	λ	λ
17	Jodsilber I	5	2,330	0,694	0,2	0,217
18	„ II	3,64	1,400	0,505	0	0,031
19	„ III	14	2,125	1,945	1	0,946
20	„ IV	6	0,203	0,832	(0,4)	0,476

Für die Stellen des Gesichtsfeldes, für welche die q^{ten} Maxima 2ter Klasse nicht verschwinden, würde nach Gl. 31 seyn

$$\sin\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} = \sin\frac{\mu a \pi}{\lambda} \qquad \cos\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} = \pm\cos\frac{\mu a \pi}{\lambda}$$

$$\cos\left(\frac{\mu a \pi}{\lambda} + \varDelta\right) = \pm\cos\varDelta,$$

wo das obere oder untere Vorzeichen gilt, je nachdem q grade oder ungrade ist.

Man erhält dann aus Gl. 29 und 30

$$36. \quad L_1^2 = b^2\left(\frac{\sin\frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}}\right)^2\left(\frac{\sin\frac{\nu b \pi}{\lambda}}{\frac{\nu b \pi}{\lambda}}\right)^2\left\{(K\pm K_1)^2 \mp 4KK_1\sin^2\frac{\varDelta}{2}\right\}$$

$$37. \quad \operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{K.\sin\left(\frac{\mu a \pi}{\lambda}+\frac{\nu b \pi}{\lambda}\right) \pm K_1\sin\left(\frac{\mu a \pi}{\lambda}+\frac{\nu b \pi}{\lambda}+\varDelta\right)}{K.\cos\left(\frac{\mu a \pi}{\lambda}+\frac{\nu b \pi}{\lambda}\right) \pm K_1\cos\left(\frac{\mu a \pi}{\lambda}+\frac{\nu b \pi}{\lambda}+\varDelta\right)}$$

oder für

$$K = K_1 \qquad \varphi_1 = \frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{\nu b \pi}{\lambda} = \frac{\varDelta}{2} \pm q\frac{\pi}{2}.$$

Die Phase der Maxima 2ter Klasse und gleicher Ordnung rechts und links von der Mitte des centralen Bildes unterscheidet sich um π, entsprechend $\frac{1}{2}$ Wellenlänge.

§. 153.

Man benutzt vielfach Gitter, bei welchen mit einem Diamanten feine Furchen in gleichen Abständen von einander in ein Planglas radirt sind, und die ich *Furchengitter* nennen werde.

Auf die obere Fläche $O_0 O_2$ eines solchen Furchengitters (Fig. 2, Taf. I) falle ein Bündel paralleler Lichtstrahlen, welche oberhalb der Fläche $O_0 O$ den Winkel J, unterhalb derselben den Winkel J_1 mit der Normale derselben einschliefsen. Die untere Begränzungsfläche des Planglases $U_0 U_2$ ist parallel der oberen Begränzungsfläche, und enthält die tiefste Stelle der von dem Diamanten gerissenen Furche $O U_1 O_2$. Die Furchen betrachte ich als

Thäler mit stufenförmigen Absätzen oder Terrassen, deren einer Theil parallel der Planfläche $O_0 O$ des Glases läuft, auf welcher das Gitter eingeritzt wurde, während der andere parallel den in Luft einfallenden Strahlen liegt. Diese Annahme hat nichts Bedenkliches, sobald man das Huyghens'sche Princip als vollkommen richtig und die Stufen genügend klein annimmt, wie es im Folgenden geschehen soll. Dieselbe wird übrigens durch die Versuche, wie sich weiter unten (§. 157) zeigen wird, bestätigt.

Unter der angegebenen Voraussetzung fallen dann alle Strahlen auf die untere Gränze des Planglases $U_0 U_2$ in paralleler Richtung unter dem Einfallswinkel J_1 auf, treten also auch aus der unteren Fläche wieder parallel mit den in Luft auf die obere Gränze aufgefallenen Strahlen aus. Die untere Fläche des Planglases sey die xy- Ebene, welche die drei Oeffnungen einer Oeffnungsgruppe von der Höhe b und der Breite

$$U_0 U = a \qquad U U_1 = a_1 \qquad U_1 U_2 = a_2$$

enthält. Von der Flächeneinheit der drei Oeffnungen gelangen die Amplituden

$$K \qquad K_1 \qquad K_2$$

zum Auge des Beobachters. Die lebendige Kraft der auf $O_0 O \quad O O_1 \quad O_1 O_2$ auffallenden ebenen Lichtwellen muſs in demselben Verhältniſs zu einander stehen, wie die lebendige Kraft der bei $U_0 U \quad U U_1 \quad U_1 U_2$ ausgetretenen ebenen Lichtwellen. Bezeichnen

$h = G U_1$ die Tiefe der Furche,

g_1 und g_2 die Breite der Thalränder $O_1 G$ und $G O_2$ der Furche, so wird:

$$38. \quad \begin{cases} K_1 = K \sqrt{\dfrac{g_1 + h \operatorname{tg} J}{g_1 + h \operatorname{tg} J_1}} & K_2 = K \sqrt{\dfrac{g_2 - h \operatorname{tg} J}{g_2 - h \operatorname{tg} J_1}} \\ a_1 = g_1 + h \operatorname{tg} J_1 & a_2 = g_2 - h \operatorname{tg} J_1. \end{cases}$$

Kommen die auf die obere Fläche auffallenden Strahlen von einem unendlich entfernten leuchtenden Puncte, so haben alle Aethertheilchen in einer senkrecht zu den

einfallenden Strahlen liegenden Ebene dieselbe Phase der Bewegung.

Die Phase eines vibrirenden Aethertheilchens in einem Elemente der Oeffnung $U_0 U$ hängt nur von der Lage dieses Elementes in der Oeffnung ab; für die Elemente der Oeffnung $U U_1$ oder $U_1 U_2$ aber aufser von der Lage auch noch von der Dicke ε der Glasschicht, die der betreffende Strahl durchlaufen hat, und die für die verschiedenen Oeffnungselemente verschieden grofs ist.

In §. 147 habe ich den von der Lage des Elementes unabhängigen Theil der Phase mit Δ bezeichnet, und diese Gröfse Δ ist also 0 für die Oeffnung $U_0 U$, d. h.

$$\Delta = rx + s \equiv 0$$

oder

$$r = 0 \qquad s = 0. \tag{39a}$$

Für die Oeffnungen $U U_1$ und $U_1 U_2$ durchläuft ein Strahl eine planparallele Glasplatte von der Dicke ε und dem Brechungsexponenten n. Bedeuten λ und λ_1 die Wellenlängen des Lichtes in Luft und Glas, J und J_1 Einfalls- und Brechungswinkel, so ist der Phasenunterschied gegen den directen Strahl ERS (Fig. 3, Taf. I)

$$\left(\frac{LQ}{\lambda} + \frac{QR}{\lambda_1} - \frac{ER}{\lambda}\right) 2\pi = \varepsilon \left(n \cos J_1 - \cos J\right) \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Die auf die Elemente der Oeffnung $U U_1$ auffallenden Strahlen durchlaufen planparallele Glasplatten von der Dicke ε_1, wo

$$\varepsilon_1 = h \, . \, \frac{a + a_1 - x}{a_1}$$

und sind um die Gröfse

$$(h - \varepsilon_1)\,(n \cos J_1 - \cos J)\,\frac{2\pi}{\lambda}$$

gegen die durch den unverletzten Theil der Glasplatte hindurchgegangenen Strahlen beschleunigt, oder man hat nach Gl. 1 a, §. 147.

$$\varDelta_1 = (r_1 x + s_1)\frac{2\pi}{\lambda} \equiv \frac{a-x}{a_1} \cdot h \cdot (n \cos J_1 - \cos J)\frac{2\pi}{\lambda}$$

39 *b*. $$r_1 = -\frac{h}{a_1}(n \cos J_1 - \cos J) \qquad s_1 = h \cdot \frac{a}{a_1}(n \cos J_1 - \cos J).$$

Durch eine analoge Betrachtung erhält man für die 3te Oeffnung $U_1 U_2$

$$\varepsilon_2 = h \cdot \frac{x-a-a_1}{a_2}$$

$$\varDelta_2 = (r_2 x + s_2)\frac{2\pi}{\lambda} \equiv h\left(\frac{x}{a_2} - \frac{a+a_1+a_2}{a_2}\right)(n \cos J_1 - \cos J)\frac{2\pi}{\lambda}$$

39 *c*. $$r_2 = \frac{h}{a_2}(n \cos J_1 - \cos J) \qquad s_2 = -h \cdot \frac{a+a_1+a_2}{a_2}(n \cos J_1 - \cos J).$$

Die Werthe aus den Gll. 39 *a*, 39 *b*, 39 *c* sind dann in die Gll. 7, 10, 11, 16, 17 einzusetzen.
Man erhält zunächst aus Gl. 7:

40. $$\begin{cases} \varrho = 0 & \varrho_1 = \mu a \frac{2\pi}{\lambda} & \varrho_2 = \mu a \frac{2\pi}{\lambda} + \mu a_1 \frac{2\pi}{\lambda} - 2H \\ (\mu + r)\frac{a\pi}{\lambda} = \frac{\mu a \pi}{\lambda} & (\mu + r_1)\frac{a_1 \pi}{\lambda} = \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H & (\mu + r_2)\frac{a_2 \pi}{\lambda} = \frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} + H \end{cases}$$

40 *a*. $$\text{wo} \quad H = h(n \cos J_1 - \cos J)\frac{\pi}{\lambda}.$$

Aus Gl. 10 folgt dann, da

$$\alpha = a + a_1 + a_2$$

$$41. \quad L_1^2 = b^2 \left(\frac{\sin\frac{\nu b \pi}{\lambda}}{\frac{\nu b \pi}{\lambda}}\right)^2 \left\{ K^2 a^2 \left(\frac{\sin\frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}}\right)^2 + K_1^2 a_1^2 \left(\frac{\sin\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H}{\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H}\right)^2 + K_2^2 a_2^2 \left(\frac{\sin\frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} + H}{\frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} + H}\right)^2 \right.$$

$$+ 2 K K_1 a a_1 \frac{\sin\frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H\right)}{\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H} \cos\left(\frac{\mu a \pi}{\lambda} - \frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} - H\right)$$

$$+ 2 K_1 K_2 a_1 a_2 \frac{\sin\left(\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H\right)}{\frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H} \cdot \frac{\sin\frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} + H}{\frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} + H} \cos\left(\frac{\mu a \pi}{\lambda} - \frac{\mu a \pi}{\lambda}\right).$$

$$\left. + 2 K_2 K a_2 a \frac{\sin\left(\frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} - H\right)}{\frac{\mu a_2 \pi}{\lambda} + H} \cdot \frac{\sin\frac{\mu a \pi}{\lambda}}{\frac{\mu a \pi}{\lambda}} \cos\left(\frac{\mu a \pi}{\lambda} + \frac{\mu a_1 \pi}{\lambda} - H\right) \right\}.$$

Dieser Ausdruck wäre dann in die Gl. 16 einzusetzen um die Lichtintensität bei einem Gitter von $p + 1$ congruenten Oeffnungsgruppen zu erhalten.

An der Vertheilung der Lichtintensität im Gesichtsfeld wird nichts geändert, wenn man zwischen die untere Fläche $U_0 U_2$ der Glasplatte und das Auge irgend wo eine planparallele Glasplatte einschaltet. Höchstens könnten alle Stellen des Gesichtsfeldes dadurch um dieselbe Gröfse verschoben erscheinen. Die vorstehende Theorie gilt also auch für den Fall, dafs die eingeschaltete planparallele Glasplatte auf der Fläche $U U_2$ aufliegt, oder dafs, wie es in der That bei den Versuchen der Fall ist, die Furchen nicht durch das Glas hindurchgehen.

Kehrt man das Gitter um (durch eine Drehung um die x-Axe), so dafs das Licht in umgekehrter Richtung vom Glas her auf die Furchen auftrifft, so hat man eine ähnliche Betrachtung, wie sie eben für die Fläche $U_0 U_2$ angestellt wurde, für die obere Fläche $O_0 O_2$ der Fig. 2 Taf. I anzustellen, oder es ist

$$42.\quad \left\{ \begin{array}{ll} K_1 = K\sqrt{\dfrac{g_1 + h \operatorname{tg} J_1}{g_1 + h \operatorname{tg} J}} & K_1 = K\sqrt{\dfrac{g_2 - h \operatorname{tg} J_1}{g_2 - h \operatorname{tg} J}} \\ a_1 = g_1 + h \operatorname{tg} J & a_2 = g_2 - h \operatorname{tg} J, \end{array} \right.$$

während alles andere in den Gleichungen 39 a, 39 b, 39 c, 40, 41 ungeändert bleibt. Obwohl die Werthe von $K_1 a_1$ und $K_2 a_2$ ungeändert bleiben, so erhalten doch a_1 und a_2 andere Werthe, je nachdem das Licht von Luft her oder von Glas her auf die Furchen auftrifft, sobald die Winkel J und J_1 nicht 0 sind.

Der Ausdruck 41 hat verschiedene Werthe, je nachdem μ positiv oder negativ ist, d. h. die Lichtintensität ist nicht zu beiden Seiten des centralen Flammenbildes symmetrisch im Gesichtsfeld vertheilt, wenn man durch das Gitter nach einer Lichtflamme blickt. Da H ebenso wie a_1 und a_2 sich mit dem Einfallswinkel ändern, so ändert sich auch die Vertheilung der Lichtintensität mit der Neigung des Gitters gegen die einfallenden Strahlen.

Alle diese Schlüsse werden durch den Versuch bestätigt, wie sich aus der folgenden Zusammenstellung ergiebt, in welcher für eine Reihe von Furchengittern die Lichtinten-

sität angegeben ist, wenn man von Glas oder von Luft her durch die Furchen nach einer Natronflamme blickte. Die Intensität des q^{ten} Flammenbildes 2ter Klasse (§. 148) rechts oder links von dem centralen oder direct gesehenen Flammenbild ist dabei durch den unteren Index $+q$ oder $-q$ und den Buchstaben F bezeichnet. Ein einfacher Stern * bedeutet, daſs die Intensität desselben „matt," ein doppelter, daſs sie „sehr matt" war. Die 2te Columne enthält den Winkel J, unter welchem die einfallenden Strahlen gegen die Normale der ungeritzten Glasfläche geneigt waren.

Die Gitter wurden um die x-Axe gedreht. Bei den Gittern Nobert IV, V, II, III war für $J=0$ die Lichtintensität zu beiden Seiten des centralen Flammenbildes symmetrisch vertheilt, oder also $g_1 = g_2$. Bei Nobert IX, VIII und I zeigten sich für $J=0$ links und rechts vom centralen Flammenbild kleine Verschiedenheiten, die sich beim Umkehren des Gitters vertauschten.

CVII.

Furchen-gitter	J	Geritzte Fläche dem Licht	
		zugewandt	abgewandt
Nobert IX	67° 26′	$F^{\cdot\cdot}_{2}$	$F_2 = F_3 = F_4$ etc.
„ VIII	„	$F^{\cdot\cdot}_{4}$ $F^{\cdot}_{9}$.	$F^{\cdot\cdot}_{„}$
„ „	„	$F^{\cdot\cdot}_{-4}$ $F^{\cdot}_{-12}$ $F^{\cdot}_{-23}$	$(F^{\cdot}_{-10})$ $F^{\cdot}_{-11}$ $F^{\cdot}_{-17}$
„ IV	51 57	$F_5 > F_6 < F^{\cdot}_{7}$	$F_5 < F_6 > F_7$
„ I	40	$F_4 = F_5 < F_6$	$F_4 > F^{\cdot\cdot}_{5} < F_6$
„ „	55 52	$F_4 = F_5 = F_6$	$F_4 > F^{\cdot\cdot}_{5} < F_6$
„ II	34 30	$F_{-5} = F_{6} = F_{-7}$	$F_{-5} = F_{-6} < F_{-7}$
„ V	64 50	$F_{-6} = F_{-5} = F_{4}$	$F_{-6} < F_{-5} < F_{-4}$
„ III	39	$F_{-3} < F_{-3}$	

Die Argumente der sinus und cosinus in dem Ausdruck 41 nehmen entgegengesetzte Werthe an, wenn μ und h

gleichzeitig ihr Vorzeichen ändern. Der ganze Werth für L_1^2 bleibt dann ungeändert, d. h. Gitter mit Furchen auf planparallelen durchsichtigen Platten zeigen für positive Beugungswinkel oder rechts vom centralen Flammenbild dieselbe Lichtintensität, wie symmetrisch gestaltete Gitter für negative Beugungswinkel, links vom centralen Flammenbild, welche statt der Furchen symmetrisch gestaltete Erhöhungen oder Hügel haben. Analog entsprechen sich die linke Seite des Gesichtsfeldes für Furchengitter und die rechte Seite des Gesichtsfeldes für symmetrisch gestaltete Hügelgitter.

Bestreicht man ein horizontal gelegtes gefurchtes Glasgitter oder den galvanoplastischen Abdruck des Glasgitters (vergl. unten §. 156) mit Collodium, so erhält man beim Abziehen der angetrockneten Collodiumhaut symmetrisch gestaltete Hügel oder Furchengitter, welche in der That die eben beschriebene Eigenthümlichkeit zeigen.

§. 154.

Für den Fall, daſs das Licht senkrecht auf ein Furchengitter auffällt, und daſs

$$a_1 = a_2 \qquad K_1 = K_2$$

ist, muſs die Lichtintensität zu beiden Seiten des centralen Bildes symmetrisch im Gesichtsfeld vertheilt erscheinen. Für das q^{te} Maximum 2ter Klasse zur rechten und linken, unterscheiden sich die betreffenden Werthe von $\frac{\mu a \pi}{\lambda}$ immer um 2π, und der Ausdruck 41 nimmt für gleiche und entgegengesetzte Werthe von μ an diesen den Maximis 2ter Klasse entsprechenden Stellen des Gesichtsfeldes denselben Werth an.

Selbst wenn $g_1 = g_2$ ist, genügen schon kleine Verschiedenheiten in den Werthen von K_1 und K_2 (die also alle Mal auftreten, wenn die Strahlen nicht senkrecht auf die Gitterebene auffallen) Verschiedenheiten in der rechten und linken Seite des Gesichtsfeldes hervortreten zu lassen.

Für die Mitte des Gesichtsfeldes wird

$$\mu = 0 \qquad \nu = 0$$

und der Ausdruck 41 nimmt die Form an:

$$L_{00}^2 = K^2 a^2 b^2 \left\{ 1 + \frac{K_1 a_1 + K_2 a_2}{K a} \frac{\sin 2H}{H} + \left(\frac{K_1 a_1 + K_2 a_2}{K a}\right)^2 \left(\frac{\sin H}{H}\right)^2 \right\}$$

oder

44. $$u = \frac{K_1 a_1 + K_2 a_2}{K a}$$

gesetzt:

45. $$L_{00}^2 = K^2 a^2 b^2 \left\{ 1 + u \frac{\sin 2H}{H} + u^2 \left(\frac{\sin H}{H}\right)^2 \right\}.$$

Um die Werthe von H zu erhalten, für welche L_{00}^2 ein Maximum wird, hat man den Differentialquotienten des Ausdrucks 45 nach $H = 0$ zu setzen. Dies führt auf die Gleichung

46. $$u = \frac{H \sin 2H - 2H^2 \cos 2H}{H \sin 2H + \cos 2H - 1}.$$

Je nach der Beschaffenheit von u werden verschiedene Werthe von H den Ausdruck L_{00}^2 zu einem Maximum oder Minimum machen.

Um diese Werthe von H, die einem bestimmten Werthe von u entsprechen, übersehen zu können, habe ich für eine Reihe von Werthen des Arguments H nach Gl. 46 die zugehörigen Werthe von u berechnet. Die Rechnung wird dadurch erleichtert, dafs die Wurzeln der Gl.

$$\operatorname{tg} 2H = H \qquad u = 0$$

und die Wurzeln der Gl.

$$\operatorname{tg} H = H$$
$$\sin H = 0 \qquad u = \infty$$

werden lassen; welche Wurzeln aus der Theorie der Beugung des Lichtes durch eine enge Spalte [1]) bekannt sind:

1) Schwerd, die Beugungserscheinungen. Mannheim 1835. 4°. Tabelle I, §. 55.

Knochenhauer, die Undulationstheorie des Lichtes, Berlin 1839. 4°. S. 14.

Verdet, *Oeuvres V*, *p.* 266. 1869.

Trägt man die in der folgenden Tabelle CVII enthaltenen Werthe von H als Abcissen, die zugehörigen Werthe von u als Ordinaten auf, so erhält man die Curve Fig. 5 Taf. I.

$\frac{H}{\pi}$	u	$\frac{H}{\pi}$	u	$\frac{H}{\pi}$	u	$\frac{H}{\pi}$	u
0	−4	1	±∞	2	±∞	3	±∞
0,1	−3,968	1,1	−9,397	2,1	−18,05	3,1	−26,74
0,125	−3,920						
0,2	−3,786	1,2	−1,795	2,2	−3,902	3,2	−5,964
		1,229	0	2,238	0	3,242	0
0,25	−3,660	1,25	1,342	2,25	1,165		
0,3	−3,502	1,3	5,511	2,3	8,578	3,3	8,921
0,4	−3,077	1,4	44,09	2,4	36,76	3,4	42,72
		1,430	±∞	2,459	±∞	3,470	±∞
0,5	−2,467	1,5	−22,21	2,5	−61,68		
0,6	−1,591	1,6	−7,963	2,6	−15,61	3,6	−23,69
0,7	−0,264	1,7	−1,965	2,7	−3,882	3,7	−5,862
0,715	0	1,735	0	2,741	0	3,743	0
0,75	0,846	1,75	0,846	2,75	0,896		
0,8	2,043	1,8	4,142	2,8	6,348	3,8	8,258
0,9	7,874	1,9	16,53	2,9	25,18	3,9	33,83
1	±∞	2	±∞	3	±∞	4	±∞

Sobald der Werth u durch mikroskopische Messungen oder anderweitig bekannt ist, so lassen sich die zugehörigen Abscissen oder Werthe von H als Vielfache von π aus der Curve entnehmen, welche die Lichtintensität zu einem Maximum oder Minimum machen.

Aus dem Verlauf der Curven ergiebt sich, dafs je gröfser der Werth von H ist, um so mehr nähern sich einander die verschiedenen Werthen von u entsprechenden Gröfsen H.

Setzt man $Ka = K_1 a_1$, so ist $u = \frac{\alpha}{a} - 1$ aus der Tabelle CII zu entnehmen, und schwankt zwischen $+0{,}2$ und $+1{,}2$.

Nahezu fallen

die Maxima auf $\pm H = 0 \quad \frac{5\pi}{4} \quad \frac{9\pi}{4} \quad \frac{13\pi}{4} \dots$

die Minima auf $\pm H = \quad \frac{3\pi}{4} \quad \frac{7\pi}{4} \quad \frac{11\pi}{4} \dots$

welchen Werth auch u haben mag.

Um den Verlauf der Lichtintensität des centralen Bildes bei verschiedenen Werthen von H besser übersehen zu können, habe ich für die Werthe

$$u = 0{,}5 \qquad u = 1 \qquad u = 1{,}5$$

welche etwa die bei den Versuchen vorkommenden Fälle umfassen, die Lichtintensität L^2 des centralen Bildes nach Gl. 45, soweit sie durch den Ausdruck in der Klammer bestimmt ist (also abgesehen von dem Factor $K^2 a^2 b^2$) berechnet. Die Resultate sind in der folgenden Tabelle CIX zusammengestellt und in Fig. 6, Taf. I die Lichtintensitäten L_{00}^2 als Ordinaten zu den Werthen von H als Abscissen aufgetragen.

CIX.

Lichtintensität des centralen Bildes für Furchengitter.

$\frac{H}{\pi}$	L^2		
	$u = 0{,}5$	$u = 1$	$u = 1{,}5$
0	2,25	4	6,25
0,1	2,177	3,838	5,984
0,2	1,976	3,389	5,240
0,3	1,689	2,746	4,171
0,4	1,377	2,041	2,990
0,5	1,101	1,406	1,913
0,6	0,908	0,943	1,105
0,7	0,818	0,703	0,656
0,75	0,810	0,666	0,566
0,8	0,824	0,676	0,556
0,9	0,899	0,804	0,715
1	1	1	1
1,1	1,082	1,178	1,258
1,2	1,132	1,277	1,433
1,25	1,135	1,287	1,455
1,3	1,126	1,272	1,437
1,4	1,078	1,180	1,303
1,5	1,011	1,045	1,101
1,6	0,950	0,919	0,905

$\frac{H}{\pi}$	L		
	$u=0,5$	$u=1$	$u=1,5$
1,7	0,917	0,845	0,784
1,75	0,913	0,835	0,764
1,8	0,919	0,843	0,772
1,9	0,951	0,904	0,859
2	1	1	1
2,25	1,073	1,151	1,235
2,5	1,004	1,016	1,036
2,75	0,944	0,891	0,842
3	1	1	1
3,25	1,050	1,103	1,158
3,5	1,002	1,008	1,019
3,75	0,959	0,919	0,881
4	1	1	1
4,25	1,038	1,078	1,119
4,5	1,001	1,005	1,011
4,75	0,967	0,935	0,904
5	1	1	1
5,25	1,031	1,062	1,095
5,5	1,001	1,003	1,007
5,75	0,973	0,946	0,920
6	1	1	1
6,25	1,026	1,052	1,079

Auffallend ist, daſs wenn H um $\frac{\pi}{2}$ wächst, das Maximum der Lichtintensität in ein Minimum übergeht, während sonst gewöhnlich erst bei dem doppelten Werthe π dies eintritt.

Da die Werthe von H von dem Verhältniſs der Furchentiefe h zu der Wellenlänge des Lichtes abhängen, in ähnlicher Weise, wie die Lichtintensität des von einer dünnen Lamelle reflectirten oder durchgelassenen Lichtes von dem Verhältniſs der Lamellendicke und der Wellenlänge des Lichtes abhängt, so werden auch für den vorliegenden Fall ähnliche Interferenzfarben auftreten, wie bei den Newton'schen Farbenringen. Eine genaue Uebereinstimmung findet nicht statt, da das $H=0$ entsprechende Maximum in das erste Minimum übergeht, wenn H um $\frac{3}{4}\pi$ wächst, während sonst eine Zunahme um $\frac{\pi}{2}$ diese Aenderung herbeiführt.

Betrachtet man eine weiſse Lichtflamme oder Papierfläche durch ein Furchengitter, so wird das centrale Bild gefärbt erscheinen und eine Interferenzfarbe von um so

höherer Ordnung zeigen, je gröfser H, je tiefer die Furche unter fast gleichen Umständen ist. Mit der Neigung des Gitters gegen die einfallenden Strahlen wird die Farbe in eine solche höherer Ordnung übergehen, da H mit wachsendem J zunimmt. Das letztere ergiebt sich sofort, wenn man beachtet, dafs H durch die Gl. 40a gegeben war,

$$H = (n \cos J_1 - \cos J)\, h\, \frac{\pi}{\lambda}$$

und die Gröfse in der Klammer für Glas vom Brechungsexponenten $\frac{3}{2}$ für verschiedene J folgende Werthe annimmt.

$J =$	0^0	20^0	40^0	60^0	90^0
$n \cos J_1 - \cos J =$	0,5	0,530	0,689	0,724	1,118.

Bei einer Drehung des Gitters um eine andere Axe, als die zur Furchenrichtung normal stehende x-Axe, würde aufserdem noch die Aenderung von u zu berücksichtigen seyn.

Die besprochene Färbung des centralen Bildes bei Furchengittern im durchgehenden Licht ist wegen der grofsen Menge weifsen Lichtes, das dem gefärbten beigemengt ist, nur schwierig oder in besonders günstigen Fällen wahrzunehmen. Am leichtesten erkennt man sie, wenn man in ein dunkles Zimmer Sonnenlicht durch einen mehrere Millimeter breiten Spalt auf das Gitter fallen läfst, und das Licht 300 bis 1000^{mm} hinter dem Gitter auf einem weifsen Schirm auffängt. Nach der Angabe des Hrn. Mechanicus Nobert in Barth sind bei den von ihm mit bekannter Vollkommenheit gefertigten Furchengittern, die ich vorzugsweise benutzt habe, die Furchen in planparallele Glasplatten mit einem keilförmigen Diamanten geritzt, dessen ebene Flächen bei gleicher Neigung gegen die Fläche des Planglases, etwa einen Winkel von 95^0 mit einander einschliefsen. Der Querschnitt einer Furche ist dann ein gleichschenkliges Dreieck von der Höhe h und einem Winkel von etwa 95^0 an der Spitze bei U_1 (Fig. 2, Taf. I). Da durch mikroskopische Messungen (vgl. §. 149, Tab. CII) das Verhältnifs $v = \frac{\alpha}{a}$ des Abstandes α zweier

benachbarter Furchen zu der Breite a eines Glasstreifens zwischen 2 Furchen bekannt ist, so folgt die Furchentiefe in Wellenlängen gemessen aus der Gl.

$$\frac{h}{\lambda} = \frac{a}{2\lambda}\left(1 - \frac{1}{v}\right) \text{ tang. } 42^{\circ}\, 30'$$

$$\frac{g_1 + g_2}{a} = u = v - 1.$$

Nach diesen Gleichungen sind aus den Angaben der Tabelle CII §. 149 das Verhältnifs u der geritzten und ungeritzten Gitterfläche, sowie die Furchentiefe h gemessen in Wellenlängen von Natriumlicht in Luft, für die folgende Zusammenstellung berechnet. Die vorletzte Spalte giebt die Farbe, welche das centrale Bild im durchgehenden Licht zeigte, wenn man durch Neigung des Gitters J von 0° bis etwa 70° wachsen liefs. Die Farbe war merklich dieselbe, mochte man das Gitter um die x- oder y-Axe drehen. Die letzte Spalte giebt in Millionentheilen eines Millimeters die Wellenlänge des Lichtes, für welche die Gl. 45 bei der betreffenden Furche ein Maximum oder Minimum erwarten läfst.

Bei den Versuchen No. 12 bis 14 war die Messingplatte (vgl. 149) mit einem Planglase bedeckt, und der Zwischenraum zwischen diesem und der geritzten Fläche des Gitters mit Wasser oder wässrigem Alkohol gefüllt.

Die Farbe des centralen Bildes mufs nahezu unabhängig vom Furchenabstand und bei derselben Furchentiefe dieselbe seyn, nahezu unabhängig von u. Die Gitter No. VIII und IX unterscheiden sich nur durch den Furchenabstand, nicht durch die Furchentiefe, da das erstere unmittelbar hinter dem letzteren mit demselben Diamanten getheilt wurde. In der That sind auch die Färbungen bei beiden Gittern dieselben; die Färbung um so matter, je kleiner u.

Bei zu grofser oder zu kleiner Furchentiefe sind die Farben sehr matt, oder fehlen ganz. Im ersten Falle treten sie auf, wenn man die Furchen mit einer Substanz von nahe demselben Brechungsexponenten, wie Glas, füllt, und dadurch die Gröfse H_1 der Gl. $40a$ kleiner macht.

(Folgt Tabelle CX.)

Bei dem Gitter Nobert IV hat der Diamant an einer Stelle tiefere Furchen geschnitten, als an den anderen, weil das Glas an jener Stelle etwas weicher war. Man sieht dann gekrümmte Farbenstreifen oder Ringe im durchgehenden Licht, welche beim Neigen des Gitters mit wachsendem J sich vergrösfsern, d. h. nach kleineren Furchentiefen hinrücken, in Uebereinstimmung mit der Theorie, da H mit wachsendem J zunimmt.

Bei reflectirtem Licht werden diese Ringe im Gegentheil mit wachsendem J kleiner, wie ich später zeigen werde, ebenfalls in Uebereinstimmung mit der Theorie.

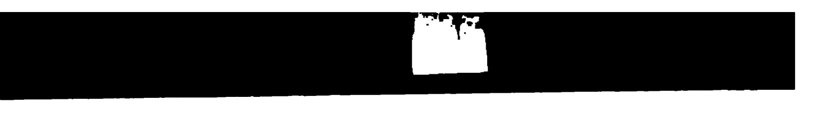
Da es keine genügende Methode giebt, die Mischfarbe verschiedener Farben von verschiedener Intensität zu bestimmen, so habe ich darauf verzichtet, aus den Angaben der letzten Spalte der vorstehenden Tabelle die Mischfarbe zu berechnen. Die Uebereinstimmung von Theorie und Versuch scheint besonders bei den Beobachtungen No. 4 bis 7 mangelhaft. Bei der Schwierigkeit die absolute Gröfse der Furchentiefe mit mikroskopischen Messungen genau zu bestimmen, und dem grofsen Einflufs, den selbst geringe Verunreinigungen am Boden der Furche auf die Farbe haben müssen, kann dies nicht überraschen. Der gesammte Verlauf der Erscheinungen beim Neigen der Gitter oder bei Aenderung der Substanz in den Furchen stimmt dagegen vollkommen mit der Theorie überein.

§. 155.

Was die Aenderung φ der Phase bei dem Durchgang durch ein Furchengitter betrifft, so ist sie durch die Gll. 11, 17, 38, 39, 40 unmittelbar gegeben. Man hat für eine oder beliebig viele congruente Oeffnungsgruppen nebeneinander.

Zu Seite 3

No.	Be in	Maxima berechnet		
1	Gro			
2	Nob	Min. III: 535;	Max. III:	453
3	„	532		451
4	„	424		359
5	„	Max. II: 416;		
6	Oer	„ 437		
7	Alb			
8	Nob			
9	„			
10	„			
11	„			
	in W			
12	Gro	Max. II; 436		
13	Nob	Max. II; 395		
14	„	Max. I; 313		
15	„			
16	„			



$$46.\quad \operatorname{tg}\varphi =$$

$$\frac{Ka\frac{\sin A}{A}\sin(A+B)+K_1a_1\frac{\sin(A_1-H)}{A_1-H}\sin(2A+A_1-H+B)+K_2A_2\frac{\sin(A_2+H)}{A_2+H}\sin(2A+2A_1-H+A_2+B)}{Ka\frac{\sin A}{A}\cos(A+B)+K_1a_1\frac{\sin(A_1-H)}{A_1-H}\cos(2A+A_1-H+B)+K_2A_2\frac{\sin(A_2+H)}{A_2+H}\cos(2A+2A_1-H+A_2+B)}$$

wo

$$A=\frac{\mu a\pi}{\lambda}\qquad A_1=\frac{\mu a_1\pi}{\lambda}\qquad A_2=\frac{\mu a_2\pi}{\lambda}\qquad B=\frac{\nu b\pi}{\lambda}.$$

Für die normal hindurchgegangenen Strahlen, dem centralen Bilde entsprechend, ist

$$\mu=0\qquad \nu=0\qquad A=A_1=A_2=B=0$$

und die Gl. 46 giebt, wenn man

$$47.\qquad \frac{K_1a_1+K_2a_2}{Ka}=u$$

setzt

$$48.\qquad -\operatorname{tg}\varphi_0=\frac{1-\cos 2H}{\frac{2H}{u}+\sin 2H}$$

$\operatorname{tg}\varphi_0$ ändert mit H oder h (vgl. Gl. $40a$) sein Zeichen, hat also für Furchengitter den entgegengesetzten Werth wie für Hügelgitter. Bei einem Furchengitter ist φ_0 negativ, wird die Phase beschleunigt.

Man hat

$$-\operatorname{tg}\varphi_0 = 0 \text{ für } H = 0 \quad \pi \quad 2\pi \ldots$$

$$-\operatorname{tg}\varphi_0 = \frac{u}{H} \text{ für } H = \frac{\pi}{2} \quad \frac{3\pi}{2} \quad \frac{5\pi}{2} \ldots$$

In der folgenden Tabelle sind die Werthe von $-\operatorname{tg}\varphi_0$ zusammengestellt, wenn u die Werthe annimmt.

$$u = \tfrac{1}{2} \qquad u = 1 \qquad u = \tfrac{3}{2}.$$

Die in der letzten Spalte enthaltenen Werthe von φ_0 können sich um ganze Vielfache von $\pm\pi$ von den angegebenen unterscheiden.

CXI.

$\frac{H}{\pi}$	$-\operatorname{tg}\varphi_0$			$-\varphi_0$		
	$u = 0{,}5$	$u = 1$	$u = 1{,}5$	$u = 0{,}5$	$u = 1$	$u = 0{,}5$
0	0	0	0	0°	0°	0°
0,25	0,241	0,389	0,488	14	21	26
0,5	0,318	0,637	0,955	17	33	44
0,75	0,119	0,269	0,467	6	15	25
1	0	0	0	0	0	0
1,25	0,060	0,113	0,160	3	7	10
1,5	0,106	0,213	0,319	6	12	17
1,75	0,047	0,100	0,158	3	5	9
2	0	0	0	0	0	0
2,25	0,034	0,061	0,096	2	4	6
2,5	0,064	0,127	0,191	4	7	11
2,75	0,030	0,061	0,095	2	4	6
3	0	0	0	0	0	0
3,25	0,024	0,047	0,068	1	3	4
3,5	0,045	0,091	0,136	3	5	8
3,75	0,022	0,044	0,068	1	3	4
4	0	0	0	0	0	0
4,25	0,018	0,036	0,053	1	2	3
4,5	0,035	0,071	0,106	2	5	6
4,75	0,017	0,035	0,053	1	2	3
5	0	0	0	0	0	0

Die Werthe von $\operatorname{tg}\varphi_0$ und φ_0 sind um so kleiner je größer H ist, und im allgemeinen überhaupt so klein, daſs sie kaum in dem günstigsten Falle $\left(u = \frac{3}{2}\ H = \frac{\pi}{2}\right)$ den Werth $\frac{\pi}{8}$, entsprechend $0^{\lambda},062$, erreichen.

In der That habe ich auch bei dem Einschalten von Furchengittern in den §. 80 beschriebenen Interferenzapparat, wenn das eine der interferirenden Strahlenbündel durch den gefurchten, das andere durch den ungefurchten Theil des Planglases ging, auf welchem das Gitter angebracht war, keine Verschiebung der Interferenzstreifen wahrnehmen können. Ich habe in dieser Beziehung die Gitter Nobert I, II, III, IV nnd V untersucht.

Reflectirtes Licht.

§. 156.

Bisher ist stets das durch ein Gitter hindurchgegangene Licht betrachtet worden.

Man kann jedoch auch das Licht von einem Gitter reflectiren lassen, und dann erhält man dieselben Erscheinungen, wie für durchgehendes Licht, sobald man als leuchtenden Punct das Spiegelbild der Lichtquelle in der Gitterebene ansieht.

Die im Vorstehenden gegebenen Betrachtungen lassen sich ebenso wie die gegebenen Formeln direct auf reflectirtes Licht übertragen, indem man das Reflexionsgesetz als besonderen Fall des Brechungsgesetzes auffafst und den Brechungsexponenten

$$n = -1 \qquad \text{also } J_1 = -J$$

setzt.

Das reflectirte Licht hat vor dem durchgehenden den Vorzug, dafs die in der Theorie gemachten Voraussetzungen sich viel strenger als für dieses bei den Versuchen erfüllen lassen, die Theorie der Beugung sich also weit vollkommener durch Versuche über das von Gittern reflectirte Licht controlliren läfst, als bei dem durchgehenden Licht.

Mit Ausnahme der Drahtgitter No. 20 bis 22 habe ich bei allen in §. 149 Tab. CII aufgeführten Gittern Versuche mit reflectirtem Licht angestellt. Die mit dem Diamanten in Glas geschnittenen Furchengitter wurden bei den Versuchen über reflectirtes Licht gewöhnlich mit einer äufserst dünnen Silberschicht belegt nach dem Martin'schen Ver-

fahren (§. 47), und wirkten dann wie ein in eine polirte Silberplatte mit dem Diamanten geschnittenes Furchengitter. Die Beugung fand ganz und gar in ein und derselben Substanz statt. Indem man den von der rechteckförmig ausgeschnittenen Messingplatte (§. 149) dem aufgelegten Planparallelglas und dem versilberten Furchengitter eingeschlossenen Hohlraum mit Luft, Wasser, Alkohol, Terpentinöl etc. füllte, konnte man die Beugung bei demselben Gitter, ohne an dem Abstand und den Dimensionen der Furchen etwas zu ändern, in Substanzen von dem verschiedensten Brechungsexponenten stattfinden lassen.

Liefs man das Licht von dem Glase her auf das mit Silber belegte Furchengitter auffallen, so fand die Beugung in Glas an einem Hügelgitter statt, dessen Hügel, wenn man von der durch die verschwindend kleine Dicke der Silberschicht bedingten Verschiedenheit absieht, genau dieselbe Gestalt, wie die Furchen hatten.

Um auch bei Hügelgittern die Beugung in anderen Substanzen als in Glas untersuchen zu können, copirte ich die in Glas geschnittenen Furchengitter durch folgendes galvanoplastische Verfahren.

Das mit Alkohol, Aether und einem feinen leinenen Tuche gereinigte Furchengitter wurde mit ein wenig Olivenöl eingerieben. Durch ein mit wässrigem Alkohol befeuchtetes leinenes Tuch wurde diese Oelschicht dann wieder fortgenommen, bis auf eine dünne Oelhaut von unmerklicher Dicke, die an dem Glase haften bleibt. Legt man das Glas mit der gefurchten Seite nach unten in ein Uhrglas und füllt dies mit Martin'scher Versilberungsflüssigkeit, so setzt sich das Silber nach oben an der gefurchten Glasfläche in einer zusammenhängenden stark glänzenden Schicht ab. Auf die mit destillirtem Wasser abgespülte und getrocknete Silberfläche zu beiden Seiten der Furchen wurden 2 Streifen Spiegelglas von 3^{mm} Dicke gelegt und am äufseren Rande mit Colophoniumkitt befestigt. Ein mit Guttapercha überzogener Kupferdraht wurde an beiden Enden von seinem Ueberzuge befreit,

das eine Ende mit dem Hammer auf einem Ambofs glatt geschlagen, die blankgefeilte Fläche des Kupfers an die glatte ungefurchte Silberfläche angedrückt und am Rande mit Siegellack oder Colophoniumkitt befestigt. Zwei passend geformte Spiegelglasstreifen vervollständigten den viereckigen 2,5^{mm} hohen Glaskasten, dessen Boden von den versilberten Furchen des Glasgitters gebildet wurde. Der Colophoniumkitt wurde mit einem heifsen Draht sorgfältig an den Aufsenrändern der vier Spiegelglasstreifen festgeschmolzen.

Die platinirte Silberplatte einer Smee'schen Kette war leitend mit einer grofsen Kupferplatte in einem Glasgefäfs voll klarer wässriger Kupfervitriollösung verbunden. Von der Zinkplatte der Smee'schen Kette führte ein starker Kupferdraht zu einem horizontalen Metallstab, an welchem das Furchengitter mit dem krumm gebogenen freien Ende des Guttapercha bekleideten Kupferdrahtes aufgehängt wurde, die versilberte Seite der grofsen Kupferplatte zugewandt in etwa 10^{mm} Entfernung von derselben. Die nicht von dem Spiegelglasstreifen bedeckte Silberfläche überzieht sich sofort nach dem Eintauchen mit einem galvanoplastischen Kupferniederschlag, der in 2 bis 3 Tagen, je nach der Temperatur, die passende Dicke von 0,5 bis 2^{mm} erreicht. Gitter und Niederschlag werden mit Wasser abgespült, abgetrocknet, der Kitt am Rande der Spiegelglasstreifen mit einem Messer entfernt, und dann die galvanoplastische Kupferplatte abgehoben.

Das Silber löst sich mit dem Kupfer von dem Glase ab, und man erhält ein Hügelgitter mit glänzend spiegelnder Silberoberfläche, dessen Hügel genau die Gestalt der in das Glas geschnittenen Furchen haben, wenn nicht zu viel Oel auf dem Glase war. Bei zu wenig Oel läuft man natürlich Gefahr, dafs die Kupferplatte beim Abheben Glas von dem Glasgitter mit herausreifst.

Läfst man das Kupfer auf der mit einer dünnen Oelhaut bekleideten Silberfläche sich absetzen, so löst sich

die Kupferplatte allein ab, und man erhält ein Hügelgitter aus polirtem Kupfer anstatt aus polirtem Silber.

Bei einiger Uebung gelingt es bald die nöthige Dicke der Oelhaut zu finden, und kann man durch Wiederholung der Operation genau identische Metallgitter von grofser Vollkommenheit herstellen.

Läfst man von einem versilberten Furchen- oder Hügelgitter direct Sonnenstrahlen nach der weifsen Zimmerwand reflectiren, so sieht man eine Reihe glänzender Spectra 2ter Klasse, die um so breiter sind, je kleiner der Furchenabstand und von je höherer Ordnung das Spectrum ist. Diese Beugungsspectra reflectirender Metallgitter sind weit lichtstärker als die Beugungspectra im durchgehenden Licht, und eignen sich um so mehr für Vorlesungsversuche über Beugung, als sich mit ihnen, wie mit einem stark streuenden Glasprisma, die Fraunhofer'schen Linien im Sonnenspectrum objectiv zeigen lassen.

Die Lichtintensität an einer Stelle des Gesichtsfeldes ist durch die Gl. 16 gegeben, und die Lage des q^{ten} Maximums 2ter Klasse durch die Gl. 19

$$\sin\gamma_q - \sin J = q\frac{\lambda}{a}$$

wo J und γ_q die Winkel bezeichnen, die der direct von dem ungeritzten Spiegel reflectirte und der gebeugte Strahl mit der Gitternormale einschliefsen, a den Furchenabstand, λ die Wellenlänge des Lichtes in der Substanz über der reflectirenden Gitterfläche. Die Lage des gebeugten Strahles in *Luft* ist wie bei dem durchgehenden Licht allein durch den Abstand der Furchen und die Farbe des einfallenden Lichtes bedingt, dagegen unabhängig von der Gestalt der Furchen und der Substanz, in welcher die Beugung stattfindet, sobald diese Substanz durch eine Glasplatte mit Flächen parallel der Gitterebene begränzt ist.

Ich habe in der That durch zahlreiche Messungen an dem oben §. 149 beschriebenen Goniometer mit Fernrohr und Collimator, dessen Spalt mit Natron oder Sonnenlicht erleuchtet wurde, diese Gleichung bestätigt gefunden, so-

weit irgend die Genauigkeit meiner Instrumente reichte, für Furchen- und Hügelgitter bei Beugung in Luft, Wasser, Alkohol und Terpentinöl; für die in Goldblatt, Silber oder Silbercollodium getheilten Gitter bei Beugung in Luft und Glas.

Die Maxima 2ter Klasse (für $\nu = 0$) liegen wieder auf einem Kegelmantel mit der Furchenrichtung als Axe, dessen Oeffnung durch die Lage des direct reflectirten Lichtes bestimmt ist, wie sich leicht mit direct reflectirtem Sonnenlicht zeigen läfst.

§. 157.

Da ich schon in früheren Aufsätzen (§. 119 bis 120, §. 107, §. 133) mehrfach die Erscheinungen besprochen habe, welche Gitter mit undurchsichtigen Stäben oder Lamellengitter auf Glas im reflectirten Licht zeigen, so werde ich mich hier darauf beschränken, die Erscheinungen an Furchen- oder Hügelgittern zu betrachten, welche von der Gestalt der Furchen oder Hügel abhängen.

Die Gleichungen in §§. 153 bis 155 für das von einem Furchengitter durchgelassene Licht geben sofort auch die Gleichungen für das von einem Furchengitter reflectirte Licht, sobald man den Brechungsexponenten der Substanz, in welche die Furchen eingerissen sind, $= -1$ setzt. Die Gleichungen 38 und 40 a gehen dann durch

$$n = -1 \qquad J_1 = -J$$

über in die folgenden:

$$49.\quad \begin{cases} a_1 = g_1 - h \operatorname{tg} J & a_2 = g_2 + h \operatorname{tg} J \\ K_1 = K\sqrt{\dfrac{g_1 + h \operatorname{tg} J}{g_1 - h \operatorname{tg} J}} & K_2 = K\sqrt{\dfrac{g_2 - h \operatorname{tg} J}{g_2 + h \operatorname{tg} J}} \\ 2H = -2h \cdot \cos J \cdot \dfrac{2\pi}{\lambda}. \end{cases}$$

Setzt man diese Ausdrücke in die Gleichungen 41 und 46 resp. in die Gleichungen 16 und 17 ein, so erhält man die Lichtintensität und die Phasenänderung an einer Stelle des Gesichtsfeldes, wenn man die von einem weit entfernten leuchtenden Punct ausgehenden Strahlen von einem Furchen- oder Hügelgitter reflectiren läfst. Nach

den Gleichungen 49, 41, 16 ist die Lichtintensität nur dann zu beiden Seiten des centralen Bildes der Lichtquelle ($\mu = 0$ entsprechend) symmetrisch vertheilt, wenn die Strahlen normal auf die Gitterebene auffallen und $g_1 = g_2$, d. h. der Querschnitt der Furche oder des Hügels ein gleichschenkliges Dreieck ist.

Diese Symmetrie hört auf, sobald das Gitter durch Drehung um die parallel der Furchenrichtung liegende y-Axe gegen die einfallenden Strahlen geneigt wird. Die Vertheilung der Lichtintensität im Gesichtsfelde mufs sich bei demselben Gitter und derselben Neigung desselben gegen die einfallenden Strahlen mit der Farbe der angewandten homogenen Lichtquelle und mit der Substanz (Luft, Wasser, Glas etc.) ändern, in welcher die Beugung stattfindet.

Furchen- und Hügelgitter von symmetrischer Gestalt, wie sie das beschriebene galvanoplastische Verfahren liefert, unterscheiden sich nur durch das Vorzeichen der Furchentiefe h oder des davon abhängigen Ausdrucks H in Gl. 49. Der Ausdruck L_1^2 in Gl. 41 und der davon abhängige der Lichtintensität in Gl. 16 nehmen nun denselben Werth an, wenn μ und h oder H gleichzeitig ihr Vorzeichen ändern.

Furchengitter müssen demnach unter sonst ähnlichen Verhältnissen im reflectirten Licht für positive μ oder positive Beugungswinkel rechts vom centralen Bilde der Lichtquelle dieselbe Vertheilung der Lichtintensität zeigen, wie Hügelgitter von symmetrischer Gestalt für negative μ oder negative Beugungswinkel, links vom centralen Bilde der Lichtquelle, und umgekehrt.

Ein Furchengitter mufs also dieselbe Vertheilung der Lichtintensität zeigen wie ein mit ihm galvanoplastisch hergestelltes Hügelgitter, das man, um das reflectirte Licht beobachten zu können, um die Furchenrichtung oder die y-Axe um 180° gedreht hat.

In der That stimmen alle diese Schlüsse mit der Erscheinung überein. Sollte man eine Verschiedenheit wahr-

nehmen, so kann man sicher seyn, daſs durch eine Verunreinigung oder Verletzung der Gitter die Symmetrie der Gestalt der Furchen und Hügel gestört worden ist. Ich habe in dieser Beziehung die Furchengitter Nobert I, II, III, IV, V und zahlreiche galvanoplastische Copien derselben sowohl für Beugung in Luft, als für Beugung in Wasser untersucht.

Für die Mitte des Gesichtsfeldes eines Furchen- oder Hügelgitters ist die Lichtintensität im reflectirten Lichte, wie für das durchgegangene Licht, wieder durch die Gl. 45 gegeben, wo aber jetzt u und H die durch die Gll. 44 und 49 bestimmten Werthe haben. Die Maxima und Minima der Lichtintensität des centralen Bildes der Lichtquelle werden, wie dort, nahezu unabhängig von u seyn und auftreten, sobald

$$\pm H = 2h \cos J \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = 0 \quad \frac{5\pi}{4} \quad \frac{9\pi}{4} \ldots \text{ (Max.)}$$

$$\text{oder} = \frac{3\pi}{4} \quad \frac{7\pi}{4} \quad \frac{11\pi}{4} \ldots \text{ (Min.)}$$

ist. Die genaueren Werthe ergeben sich für $u = \frac{1}{2}$, 1 oder $\frac{3}{2}$ aus den Tabellen CVIII und CIX §. 153.

Der Versuch bestätigte diese Schlüsse.

Läſst man von einem Planglas P (Fig. 6, Taf. I) weiſses Wolkenlicht durch eine verticale, innen geschwärzte Papprõhre R auf ein horizontales versilbertes Furchengitter G fallen, und von demselben nach oben reflectiren, so kann man durch das Planglas auf das Gitter blicken und sieht dann das centrale Bild der Röhrenöffnung gefärbt. Die Farbe ist dieselbe bei Furchen- oder Hügelgittern von symmetrischer Gestalt und von um so höherer Ordnung, je tiefer die Furchen, resp. je höher die Hügel sind. Bringt man statt Luft Wasser oder Glas über das Gitter, so erhält man jetzt eine Farbe höherer Ordnung, da die Wellenlänge λ der Ausdrücke 16, 41, 49 im Verhältniſs des Brechungsexponenten der aufgebrachten Substanz kleiner geworden ist.

Gitter mit flachen Furchen zeigen im reflectirten Licht Farben, für durchgehendes Licht keine. Bei Gittern mit tiefen Furchen wird im reflectirten Licht die Farbe matt seyn, oder ganz fehlen, während im durchgehenden Licht noch eine Farbe wahrzunehmen ist. Diese Färbung giebt eine sehr bequeme und empfindliche Methode, die Tiefe der Furchen oder Hügel eines Gitters mit einem Blick beurtheilen zu können. So zeigte das Gitter Nobert IV, wie schon oben §. 154 erwähnt wurde, Stellen, wo das Glas weicher war als an den übrigen, und der Diamant tiefer in das Glas eingeschnitten hatte. Man sieht dann in Glas oder Wasser an Stellen mit flachen Furchen dieselbe Färbung, wie in Luft an den Stellen mit tieferen Furchen.

Uebrigens ist diese Methode so empfindlich und wird die Farbe durch fremde Substanzen am Boden so leicht afficirt, dafs dasselbe Gitter zu verschiedenen Zeiten, je nach dem Grade der Verunreinigung verschiedene Farbe zeigen kann. Es kann daher nicht auffallen, wenn auch symmetrische Furchen- und Hügelgitter oder gleichgestaltete Gitter, deren Oberfläche aus Glas, Silber oder Kupfer besteht, kleine Verschiedenheiten der Färbung des centralen Bildes zeigen.

In der folgenden Tabelle ist für eine Reihe versilberter Furchengitter bei normal auffallenden und reflectirten Strahlen die Farbe des centralen Bildes gegeben bei Beugung in Luft, wässrigem Alkohol und Glas. Für Reflexion in Glas war das Gitter natürlich ein Hügelgitter. Ein Stern * bedeutet, dafs die Färbung bei symmetrisch gestalteten Hügelgittern dieselbe war, wie bei dem betreffenden Furchengitter. Bei den Gittern Nobert VIII und IX war die Färbung nur matt.

CXII.

Farbe des centralen Bildes für normal reflectirtes Licht.

No.	Gitter:	u	h	Beugung in Luft	Alkohol	Glas
			λ			
1	Nobert IX	0,745	4,987	Braungelb	röthl. Weifs	grünl. Gelb
2	„ VIII	0,270	4,961	Braungelb	orang. Weifs	grünl. Gelbgrau
3	„ IV	2,085	3,955	grünl. Braun *	Purpur *	dunk. Violet
4	„ „	—	—	röthl. dunkel Viol. *	Braun *	Braun
5	„ „	1,176	3,164	Blau *	Orange *	Orange
6	„ „	—	—	bläul. Violet *	bräunl. Gelbgrün	grünl. Gelb
7	Albert	0,110	1,998	bläul. Weifs		Weifs
8	Nobert I	0,445	1,802	Blaugrau *	Braungelb *	Braungelb
9	„ II	0,458	1,104	Braun *	Blaugrau *	bräunl. Blaugrau
10	V	0,403	1,018	Blau *	Braungelb	grünl. Gelb
11	III	0,615	0,743	viol. Braun *	bläul. Violet *	Blau

Läfst man durch einen mehrere Millimeter breiten Spalt Sonnenlicht auf ein versilbertes Furchengitter in einem dunklen Zimmer auffallen, und fängt das reflectirte Licht dem centralen Bilde des Spaltes entsprechend einen Meter oder mehr von dem Gitter entfernt mit einem weifsen Schirm auf, so erscheint dasselbe ebenfalls gefärbt. Beim Neigen des Gitters gegen die einfallenden Strahlen ändert sich die Farbe in eine solche niedererer Ordnung um, oder die Farben rücken zu einer Stelle mit tieferen Furchen. Bei Nobert IV ziehen sich die farbigen Ringe zusammen nach der tiefsten Furchenstelle hin. Die Farbe ist merklich dieselbe, mag man das Gitter um die x- oder y-Axe drehen. Sie ist eine andere, und unter ähnlichen Umständen von um so höherer Ordnung, je gröfser der Brechungsexponent der Substanz über dem Gitter, in welcher die Beugung stattfindet.

Alle diese Erscheinungen sind aus der folgenden Zusammenstellung zu entnehmen, und in Uebereinstimmung mit der Theorie, da H mit wachsendem Einfallswinkel und wachsender Wellenlänge abnimmt, wie ein Blick auf Gl. 49 lehrt.

CXIII.

Farbe des centralen Bildes. Reflectirtes Licht.

No.	Gitter:	u	h	Beugung in:	$J = 0$ — $= 45°$ — $= 70°$
			λ		
1	Nobert IX	0,745	4,987	Luft	Braungelb
2	„ „	„	„	Alkohol	röthl. Weifs, Braun, grünl. Grau, grünl. Gelb, viol. Braun
3	„ „	„	„	Glas	schmutzig Grün röthl. Weifs Braun
4	Nobert IV	2,085	3,955	Luft	grünl. Braun Violet Grau, viol. Braun
5	„ „	—	—	„	Blau viol. Blau
6	„ „	1,176	3,164	„	bläul. Weifs hell. Blau
7	„ „	—	—	„	grünl. Blau, Blau, viol. Blau, röthl. Viol., Braun, Gelbbraun
8	„ „	2,085	3,955	Wasser	Blau Braun grünl. Gelb Grüngrau
9	„ „	—	—	„	Braunroth
10	„ „	1,176	3,164	„	Orange Gelbgrün gelbl. Weifs Graublau
11	„ „	—	—	„	gelbl. Grün
12	„ „	2,085	3,955	Glas	Violet Braunroth Braun
13	„ „	—	—	„	Braunroth Braun Braungelb
14	„ „	1,176	3,164	„	Braun Orange Graublau
15	„ „	—	—	„	Orange
16	Albert	0,110	1,998	Luft	gelbl. Grün, grünl. Grau, röthl. Braungelb
17	„	„	„	Glas	röthl. Braun Weifs
18	Nobert I	0,445	1,802	Luft	Blaugrau Weifs Braun
19	„ V	0,403	1,018	Luft	bläul. Weifs röthl. Braun
20	„ „	„	„	Wasser	grünl. Braun bläul. Weifs
21	„ „	„	„	Glas	röthl. Braun grünl. Braun bläul. Grau
22	„ III	0,615	0,743	Luft	Braun, Grüngelb, röthl. Braun, Braungelb, Gelb, gelbl. Weifs
23	„ „	„	„	Wasser	Blaugrau Braun
24	„ „	„	„	Glas	Blau Braun

Berechnet man die Wellenlänge der Farben, für welche die Lichtintensität des centralen Bildes ein Maximum oder Minimum ist, aus der oben §. 149 mikroskopisch gemessenen Furchentiefe *h*, und schliefst daraus auf die Farbe, welche die Theorie nach Gl. 45 erwarten liefse, so findet man meist eine andere Farbe als die beobachtete.

Derselbe Mangel an Uebereinstimmung fand sich schon bei dem durchgelassenen Licht und könnte in Verunreinigungen seinen Grund haben, die sich dauernd in der Tiefe der Furche festgesetzt haben, oder darin, dafs der Querschnitt der Furchen, und also auch der Hügel nicht genau ein Dreieck ist, wie es bei der Theorie vorausgesetzt wurde, sondern eine Curve von beliebiger Gestalt. Ich würde sogar keine Schwierigkeit finden, anzunehmen, dafs durch die an der Oberfläche des Glases thätigen Capillarkräfte sich der Querschnitt der mit dem geradlinig begränzten Diamanten gezogenen Furche geändert und an der Spitze, sowie an den scharfen Rändern kleinere Krümmung angenommen hat, da auch andere Erscheinungen [1]) zeigen, dafs das Glas nicht als vollkommen starrer Körper angesehen werden kann, sondern dafs vielmehr die kleinsten Theilchen desselben gegen einander beweglich sind. Diese Beweglichkeit wird durch die bei dem Ziehen der Furchen erzeugte Wärme noch erhöht werden. Die Furchen würden durch diese Aenderung breiter und flacher geworden und die Schwierigkeit, ihre Breite durch mikroskopische Messungen zu bestimmen, um so verständlicher seyn. Fig. 9, Taf. I zeigt das Profil der so veränderten Gitterfläche unter dem der ursprünglichen Gitterfläche.

Die Rechnung würde sich in ähnlicher Weise durchführen lassen, mag der Querschnitt einer Furche von zwei geraden Linien oder einer Curve begränzt seyn. Da jede Curve aus vielen geraden Linien zusammengesetzt werden kann, so würden die Ausdrücke 8, 9, 16, 17 der §§. 147

1) Vergl. Ueber die Capillarconstanten fester Körper. Pogg. Ann. 134, 1868. S. 356 sqq.

und 148 in aller Strenge gelten, die Lage der Maxima 2[ter] Klasse wird durch die Gestalt der Furchen nie afficirt werden.

Man übersieht ferner, dafs Gitter mit Furchen und Hügeln von beliebiger aber symmetrischer Gestalt dieselben Erscheinungen zeigen müssen, wenn man rechts und links vertauscht, oder wenn man das Gitter um seine Normale um 180° dreht, wie ich es durch den Versuch bei allen von mir untersuchten Gittern bestätigt gefunden habe.

Ich bemerke, dafs man wohl auf den Gedanken kommen könnte, die beiden Flächen einer Furche wirkten wie ein Winkelspiegel, und das an den Furchenflächen 2 Mal reflectirte Licht interferirte mit dem von der ebenen Fläche reflectirten. Dann würde aber die in der Rechnung mit Δ bezeichnete Gröfse (vgl. Gl. 1a §. 147) für Hügelgitter wesentlich andere Werthe erhalten, wie für das symmetrisch gestaltete Furchengitter; es dürften also symmetrisch gestaltete Furchen- und Hügelgitter nicht mehr dieselben Erscheinungen geben, sobald man rechts und links vertauscht.

Ich glaube daher fürs Erste an der oben gegebenen Theorie der Furchen- resp. Hügelgitter festhalten zu müssen, um so mehr, als Haupteinfallswinkel und Hauptazimuth für geritzte und ungeritzte Stellen desselben Metallspiegels so nahe dieselben sind, dafs man nur mit den feinsten experimentellen Hülfsmitteln einen Unterschied nachweisen kann. Diese, wie ich glaube, recht merkwürdige Thatsache, ist direct aus der Theorie mit Hülfe von Gl. 4 resp. 9 und 17 zu ersehen, sobald man die Furchen sich aus Terrassen oder Stufen von sehr kleiner Höhe, mit reflectirenden Flächen parallel der Gitterebene bestehend denkt.

Wie bei dem durchgehenden Licht mufs auch bei dem reflectirten Lichte, welches dem centralen Bilde ($\mu = 0$, $\nu = 0$) des leuchtenden Punctes entspricht, die Phase um die durch die Gl. 48 bestimmte Gröfse geändert werden; für H und u sind die Werthe aus den Gleichungen 49

und 47 zu bestimmen. Ich habe auch schon bei dem durchgehenden Lichte gezeigt, wie die Theorie, abgesehen von ganzen Vielfachen von $\pm\pi$, die sich nicht bestimmen lassen, nur sehr kleine Phasenänderungen erwarten läſst.

In der That habe ich auch mit Sicherheit keine Phasenänderung bei den in dieser Richtung angestellten Versuchen nachweisen können.

Läſst man die beiden interferirenden Strahlenbündel zweier Billet'schen Halblinsen (vgl. §. 78) in ihrem oberen Theile auf die ungeritzte, in ihrem unteren Theil das eine auf die geritzte, das andere auf die ungeritzte Fläche eines versilberten Furchengitters nahezu senkrecht auffallen und reflectiren, so läſst sich keine Verschiebung der etwas verwaschen erscheinenden Interferenzstreifen im unteren Theil des Gesichtsfeldes gegen die Interferenzstreifen im oberen Theil des Gesichtsfeldes mit der Fresnel'schen Lupe wahrnehmen.

Uebrigens erschienen die Interferenzstreifen stets mit untadelhafter Vollkommenheit, sobald die interferirenden Strahlenbündel beide von der gefurchten oder beide von der ungefurchten Fläche reflectirt wurden.

Legt man ein rechtwinkliges Flintglasprisma mit kugelförmiger Hypotenusenfläche oder eine biconvexe Crownglaslinse von 120" Brennweite auf die Gränze des gefurchten und ungefurchten Theiles der versilberten Glasplatte, so sieht man die Newton'schen Farbenringe auf dem gefurchten Theile in die auf dem ungefurchten Theile übergehen, bei allen möglichen Einfallswinkeln für Licht $\mp$ und $\perp$ zur Reflexionsebene polarisirt. Furchen- und Hügelgitter verhalten sich gleich.

Die Newton'schen Ringe erscheinen auf der gefurchten Seite lebhafter gefärbt wie auf der ungefurchten und haben, wie oben §. 157 ausführlich erläutert wurde, für Licht $\mp$ und $\perp$ zur Reflexionsebene polarisirt, verschiedene Durchmesser.

Nur bei dem Furchengitter Nobert No. III habe ich mit Billet'schen Halblinsen und Newton'schen Farben-

ringen eine Verzögerung des von der gefurchten Fläche reflectirten Strahles, $\frac{1}{20}$ Wellenlänge entsprechend, wahrzunehmen geglaubt.

Secundäre Spectra.

§. 158.

Die bisher beschriebenen Erscheinungen waren im Allgemeinen in Uebereinstimmung mit der Theorie. Es treten aber bei der Beugung des Lichtes durch Gitter noch eine Reihe Erscheinungen auf, welche mit unseren jetzigen theoretischen Vorstellungen nicht in Einklang zu bringen sind.

Blickt man in der §. 149 beschriebenen Weise durch ein Gitter auf eine stark leuchtende Natronflamme, wie man sie erhält, wenn man eine Sodaperle an einem *dünnen* Platindraht in eine möglichst heifse Bunsen'sche Gasflamme schiebt, so sieht man aufser den Flammenbildern 2ter Klasse, die den Maximis 2ter Klasse entsprechen und in ihrer Lage durch den Abstand α der Oeffnungen oder Furchen bestimmt sind, noch eine Anzahl anderer Flammenbilder, die ich im Folgenden mit dem Namen *secundäre* Flammenbilder oder secundäre Maxima bezeichnen werde. Diese secundären Flammenbilder haben um so gröfsere Intensität, je lichtstärker die ihnen zunächst liegenden Flammenbilder 2ter Klasse sind. Sie sind aber stets lichtschwächer als diese letzteren und verschwinden daher bei abnehmender Intensität der Lichtquelle auch eher, als diese letzteren.

Die secundären Flammenbilder entsprechen einem Beugungswinkel γ_m, wo γ_m durch die Gl. gegeben ist

$$50. \quad \sin\gamma_m - \sin J = \pm q\frac{\lambda}{\alpha} \pm \frac{k}{m}\frac{\lambda}{\alpha} = \pm\left(q + \frac{k}{m}\right)\frac{\lambda}{\alpha},$$

wo q, k und m ganze Zahlen bedeuten, J aber wie früher den Winkel bezeichnet, welchen die einfallenden Strahlen mit der Normale der Gitterebene einschliefsen.

Die secundären Flammenbilder erscheinen also auf $\frac{1}{m}$ $\frac{2}{m}$ etc. des Abstandes zweier benachbarten Flammenbilder

2ter Klasse. Gewöhnlich ist m eine ungerade Zahl, und die secundären Flammenbilder sind für kleine Werthe von k am hellsten, oder am leichtesten wahrzunehmen.

So tritt z. B. bei dem Furchengitter Nobert III die Erscheinung Fig. 7, Taf. I auf; die secundären Flammenbilder sind deutlich für

$$\frac{k}{m} = \frac{1}{9}\,\frac{2}{9}\,\ldots\ldots\frac{7}{9}\,\frac{8}{9}.$$

Bei dem Furchengitter Nobert I sieht man die Erscheinung Fig. 8, Taf. I, die secundären Flammenbilder sind besonders lichtstark für

$$\frac{k}{m} = \frac{1}{3}\quad\frac{2}{3}$$

weniger lichtstark für

$$\frac{k}{m} = \frac{1}{2}.$$

Die secundären Flammenbilder sind sowohl bei durchgehendem, wie bei reflectirtem Licht für dieselben Werthe von $\frac{k}{m}$ wahrzunehmen, um so leichter, je lichtstärker die benachbarten Maxima oder Flammenbilder 2ter Klasse erscheinen. Sie sind daher an versilberten Furchen- oder Hügelgittern im reflectirten Licht am leichtesten zu bemerken; doch treten sie auch bei Drahtgittern, Gittern mit undurchsichtigen Stäben oder Lamellengittern auf. Spuren von secundären Flammenbildern habe ich an allen von mir untersuchten Gittern, deren Zahl wohl über 100 betragen hat, bemerkt, am wenigsten deutlich bei den Gittern mit grofsen Oeffnungs- oder Furchenabständen, wo sie wegen der starken Lichtintensität der sehr nahe liegenden Flammenbilder 2ter Klasse am schwersten wahrzunehmen sind.

Das Gitter soll im Folgenden wie früher, stets von Substanzen mit Flächen parallel der Gitterebene begränzt angenommen werden.

Der Werth von $\frac{k}{m}$ ändert sich nicht, die secundären Flammenbilder erscheinen für dasselbe Gitter an derselben

Stelle des Gesichtsfeldes demselben Beugungswinkel in Luft entsprechend, mag die Beugung in Luft, Glas, Wasser, Alkohol oder einer anderen durchsichtigen Substanz stattfinden, oder die Neigung J der in Luft einfallenden Strahlen gegen die Gitternormale verschiedene Werthe haben, mag der Beugungswinkel grofs oder klein seyn. Der Abstand zweier Flammenbilder 2[ter] Klasse wird also von den secundären Flammenbildern in derselben Weise in m gleiche Theile getheilt, mögen es Flammenbilder höherer oder niederer Ordnung seyn, bei beliebiger Neigung des Gitters gegen die einfallenden Strahlen und beliebiger Substanz, in welcher die Beugung stattfindet. Die Intensität der secundären Flammenbilder ändert sich aber mit Einfallswinkel und beugendem Medium in ähnlicher Weise, wie die Intensität der Flammenbilder 2[ter] Klasse.

Polirt man ein versilbertes Furchengitter, so dafs die Furchen theilweise mit Silber gefüllt werden, so ändert sich die Intensität der secundären Flammenbilder, und die der Flammenbilder 2[ter] Klasse. Die Lage oder der Beugungswinkel beider bleibt aber ungeändert.

Symmetrisch gestaltete Furchen- und Hügelgitter geben unter denselben Bedingungen für die secundären Flammenbilder in Bezug auf Lage und Intensität genau dieselben Erscheinungen, sobald man rechts und links vertauscht, wie für die Maxima 2[ter] Klasse (vgl. §. 156). Dieselben zeigen dieselbe Vertheilung der Lichtintensität, mag die unbelegte oder die mit Silber belegte Glasfläche das Licht reflectiren, oder mag bei einem Hügelgitter die reflectirende Fläche Silber oder Kupfer seyn.

Die Erscheinung der secundären Spectra bleibt im wesentlichen dieselbe, wenn man ein Silbergitter durch Auflegen von Jod in ein Jodsilber-Lamellengitter verwandelt (Vgl. No. 9 und 16 der folgenden Tabelle CXIV).

Benutzt man statt der Natronflamme einen von derselben erleuchteten Spalt mit Collimator, und beobachtet das von Gitter durchgelassene oder reflectirte Licht mit einem auf Unendlich eingestellten Fernrohr in der in §. 149

beschriebenen Weise, so lassen sich die Beugungswinkel für die secundären Bilder des Lichtspaltes wie für die den Maximis 2ter Klasse entsprechenden Bilder desselben messen. Ich habe mich durch zahlreiche Messungen überzeugt, daſs die Gl. 50 so genau mit den Beobachtungen übereinstimmt als die Genauigkeit des Instrumentes reichte, das mir für diese Messungen zu Gebote stand.

Bei groben Gittern mit groſsen Oeffnungs- oder Furchenabständen α sind die secundären Maxima nur wahrzunehmen, wenn man statt der Natronflamme einen von derselben erleuchteten 0,5^mm bis 2^mm breiten Spalt benutzt und diesen durch das Gitter betrachtet, resp. das Licht desselben von dem Gitter reflectiren läſst.

Für verschiedene Stellen desselben Gitters erscheinen die secundären Maxima in ähnlicher Weise verschieden hell, wie die Maxima 2ter Klasse, sobald die Breite der Oeffnungen oder die Gestalt der Furchen oder Hügel an den verschiedenen Stellen desselben Gitters verschieden ist.

Die folgende Zusammenstellung zeigt, welchem Werthe des Bruches $\frac{k}{m}$ die Lage der secundären Bilder einer Natronflamme bei den verschiedenen Gittern entsprach. Ein Ausrufungszeichen bedeutet, daſs die Lage der secundären Maxima durch möglichst genaue Messungen controllirt worden ist. Der Uebersichtlichkeit wegen ist bei den einzelnen Gittern der Beugungswinkel γ_1 für das erste Maximum 2ter Klasse bei Natronlicht angegeben, sowie das Verhältniſs des Oeffnungsabstandes α zu der Breite a einer Oeffnung, oder des Furchenabstandes α zur Breite a des Raumes zwischen zwei Furchen.

CXIV.

No.	Bezeichnung	$\gamma = \frac{\lambda_D}{\alpha}$	$\frac{\alpha}{a}$	Secundäre Maxima $\frac{k}{m}$
1	Drahtgitter III (Berlin)	0° 9′ 14″	1,672	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{4}$ ($\frac{1}{3}$ $\frac{1}{5}$)
2	„ II (München)	0 12 45	1,814	$\frac{1}{3}$ ($\frac{1}{2}$)
3	„ I „	0 13 37	2,687	$\frac{1}{4}$ $\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$
4	Rufsgitter II (Quincke)	0 14 49	2,610	($\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$)
5	„ I „	0 29 45	1,627	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$ $\frac{4}{5}$ ($\frac{1}{3}$ $\frac{1}{6}$)
6	Goldblatt III (München)	0 19 10	4,706	($\frac{1}{5}$ $\frac{4}{5}$?)
7	„ II „	0 25 28	4	$\frac{1}{4}$ $\frac{2}{4}$ $\frac{3}{4}$
8	Silber II (Quincke)	0 29 45	2 (3)	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$ $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{4}$ $\frac{1}{5}$ $\frac{2}{5}$ $\frac{1}{6}$ $\frac{1}{8}$
9	„ I „	1 13 22	2,128	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$ $\frac{1}{4}$ $\frac{1}{5}$ $\frac{1}{6}$ $\frac{2}{7}$ $\frac{1}{8}$!
10	Silber-Collodium (Nobert VII)	2 59 40	2,322	($\frac{1}{5}$ $\frac{4}{5}$)
11	„ (Nobert VI)	3	2,319	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$ $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{4}$ $\frac{1}{5}$ $\frac{1}{10}$
12	Lamellengitter IV (Quincke)	0 7 24	1,203	
13	„ II „	0 14 40	2,400	$\frac{1}{4}$ $\frac{2}{4}$ $\frac{3}{4}$
14	„ I „	0 14 49	3,330	vacat
15	„ III „	0 37 15	3,125	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$ $\frac{1}{4}$ $\frac{1}{5}$ $\frac{2}{5}$
16	„ V „	1 13 22	2,128	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$ $\frac{1}{4}$ $\frac{1}{5}$ $\frac{2}{5}$ $\frac{1}{6}$ $\frac{1}{8}$ $\frac{1}{10}$!
17	Furchengitter (Berlin)	0 47 58	1,532	fehlerhaft
18	„ (Albert)	1 18	1,110	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$ $\frac{2}{3}$! $\frac{1}{5}$ $\frac{1}{9}$ ($\frac{1}{4}$ $\frac{1}{10}$)
19	„ (Oertling)	1 30	1,234	$\frac{1}{5}$ $\frac{1}{10}$
20	„ (Nobert VIII)	1 7 23	1,270	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$ $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{5}$ $\frac{2}{5}$ $\frac{3}{5}$ $\frac{4}{5}$ $\frac{1}{4}$ $\frac{3}{4}$
21	„ (Nobert IX)	2 14 50	1,745	$\frac{1}{6}$ $\frac{2}{6}$ $\frac{4}{6}$ $\frac{5}{6}$
22	„ (München)	3 39	1,226	$\frac{1}{18}$ $\frac{17}{18}$ ($\frac{1}{34}$) !
23	„ (Nobert IV)	4 29	2,176	$\frac{1}{3}$ $\frac{2}{3}$
24	„ (Nobert I)	4 29 30	1,445	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$ $\frac{2}{3}$! ($\frac{1}{5}$)
25	„ (Nobert V)	7 29	1,408	$\frac{1}{5}$ $\frac{2}{5}$ $\frac{3}{5}$ $\frac{4}{5}$
26	„ (Nobert II)	7 30	1,458	$\frac{1}{3}$ $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{5}$ $\frac{1}{7}$ $\frac{3}{7}$ $\frac{4}{7}$ $\frac{1}{10}$ $\frac{7}{11}$ $\frac{9}{11}$!
27	„ (Nobert III)	13 35	1,615	$\frac{1}{9}$ $\frac{2}{9}$ $\frac{7}{9}$ $\frac{8}{9}$! $\frac{1}{15}$ $\frac{1}{12}$

Sobald ein secundäres Flammenbild an der durch $\frac{k}{m}$ bezeichneten Stelle des Gesichtsfeldes auftritt (vgl. Gl. 50), so ist, wenn nicht immer, so doch in den meisten Fällen auch ein entsprechendes an der durch $\frac{m-k}{m}$ bezeichneten Stelle vorhanden.

Benutzte ich statt einer Natronflamme eine andere homogene Lichtflamme, etwa eine Lithiumflamme, so fand ich den Bruch $\frac{k}{m}$ ungeändert, obwohl die secundären Flammenbilder, wie die Flammenbilder 2ter Klasse jetzt bei gröſserer Wellenlänge der Lichtquelle auch bei gröſseren Beugungswinkeln lagen.

Oft sind die secundären Maxima so intensiv, und entsprechen so zahlreichen Werthen von $\frac{k}{m}$, daſs der ganze Raum zwischen zwei Flammenbildern 2ter Klasse nicht dunkel, sondern mit *diffusem* Licht erfüllt erscheint. Dies diffuse Licht ist gewöhnlich, aber nicht immer, um so intensiver, je intensiver die secundären Spectra an der betreffenden Stelle des Gesichtsfeldes auftreten.

Daſs nicht Verschiedenheiten im Oeffnungs- oder Furchenabstand α des Gitters die Erscheinung bedingen, ergiebt sich daraus, daſs für Maxima höherer Ordnung, gröſseren Werthen von $\pm q$ entsprechend, die Intensität dieses diffusen Lichtes nicht gröſser wird. Bei Gittern, die diesen Fehler besitzen, erhält das Gesichtsfeld ein kanellirtes Aussehen, für um so kleinere Beugungswinkel oder für Maxima von um so niedererer Ordnung, je schlechter das Gitter ist.

Untersucht man das Licht, welches einem secundären Maximum einer Natronflamme entspricht, mit einem Spectralapparat zum direct sehen, so zeigt sich die gelbe Natronlinie ebenso als ob man den Spalt des Spectralapparates direct mit einer schwach leuchtenden Natronflamme beleuchtet hätte.

Aus dem vorstehenden ergiebt sich, daſs die Lage der secundären Maxima jedenfalls durch den Abstand α der

Furchen oder Oeffnungen des Gitters bestimmt ist, und dafs dieselben an derselben Stelle liegen, wo die Maxima 2ter Klasse liegen würden für eine Farbe, die sich zur Farbe der Lichtquelle verhält, wie ein Oberton zu seinem Grundton, und die man mit einem entsprechenden Namen *Oberfarbe* der betreffenden homogenen Lichtquelle nennen könnte.

Damit soll jedoch nicht gesagt seyn, dafs eine homogene Lichtquelle, z. B. eine Natronflamme Licht aussendet von den Wellenlängen $\lambda \; \frac{\lambda}{2} \; \frac{\lambda}{3}$ etc., da sonst die secundären Flammenbilder zwischen zwei Maximis 2ter Klasse alle gleiche Intensität haben müfsten. Es wäre nicht verständlich, warum bei dem Furchen- oder Hügelgitter Nobert III nur auf $\frac{1}{9} \; \frac{2}{9} \; \frac{7}{9} \; \frac{8}{9}$ des Abstandes zweier Flammenbilder 2ter Klasse die secundären Flammenbilder wahrzunehmen sind, und nicht auch auf $\frac{3}{9} \; \frac{4}{9} \; \frac{5}{9} \; \frac{6}{9}$ desselben.

Durch die Annahme einer Oberfarbe bliebe ferner unerklärt, warum dieselbe homogene Lichtquelle bei verschiedenen Gittern secundäre Maxima für verschiedene Werthe von $\frac{k}{m}$ zeigt.

Der absolute Werth der Gröfse α bestimmt übrigens auch nicht die Gröfse $\frac{k}{m}$, für welche secundäre Maxima wahrzunehmen sind, da bei demselben Werthe von α und verschiedenen Gittern (z. B. Nobert IV u. I oder V u. II) die secundären Maxima für verschiedene Werthe von $\frac{k}{m}$ auftreten.

Durch Hereinschieben einer Sodaperle in den heifsesten Theil einer Bunsen'schen Gasflamme oder durch Herausziehen derselben kann man die Natriumflamme stark oder schwach leuchtend machen. Wenn im ersten Fall die secundären Flammenbilder leicht und deutlich zu sehen sind neben den Flammenbildern 2ter Klasse, verschwinden sie beim Matterwerden der Lichtquelle meist vollständig, während die Flammenbilder 2ter Klasse noch deutlich erkennbar bleiben. Mit abnehmender Intensität der Lichtquelle scheinen also die secundären Flammenbilder

schneller als die benachbarten Flammenbilder 2ter Klasse an Intensität abzunehmen, und man könnte meinen, dafs die Intensität der Flammenbilder 2ter Klasse proportional der ersten Potenz, die Intensität der secundären Flammenbilder aber proportional einer höheren Potenz der auffallenden Lichtintensität wäre.

Gegen diese Annahme spricht folgender Versuch.

Läfst man von einer möglichst hellen Natriumflamme Licht auf ein versilbertes Furchengitter (Nobert I oder III) fallen, und betrachtet das reflectirte Licht durch ein passend gestelltes doppeltbrechendes Prisma, so erhält man, dem ordinären und extraordinären Strahl entsprechend übereinander zwei Reihen Flammenbilder von gleicher Helligkeit.

Bringt man jetzt zwischen Gitter und doppeltbrechendes Prisma ein Nicol'sches Prisma, so kann man durch Drehen des letzteren es dahin bringen, dafs die Flammenbilder 2ter Klasse dem ordinären Strahl entsprechend ebenso hell erscheinen als die secundären Flammenbilder dem extraordinären Strahl entsprechend.

Läfst man durch Herausziehen der Sodaperle aus der Flamme nun die Natriumflamme matt werden, so verschwinden die secundären Flammenbilder gleichzeitig mit denen 2ter Klasse von gleicher Helligkeit. Beide würden hiernach in derselben Weise von der auffallenden Lichtintensität abhängen.

Versuche mit Hügelgittern bei Reflexion in Luft oder Glas, sowie verschiedene Stellungen des doppeltbrechenden Prismas ergaben dasselbe Resultat.

Vielleicht bedingen die scharfen Ränder an den Gränzen der Oeffnungen oder Furchen die Erscheinung der secundären Flammenbilder; dann ist es aber auffallend, dafs z. B. Nobert IX und VIII, die angeblich mit demselben Diamanten, kurz hinter einander, geschnitten wurden, verschiedene secundäre Flammenbilder zeigten. Einige Mal schien sich das Auftreten und Aussehen der secundären Flammenbilder bei demselben Furchengitter mit der Zeit

zu ändern, besonders kurz nach der Anfertigung, was auf eine schon oben (§. 157) besprochene Aenderung der Gestalt der Furchen hindeuten würde, die dann bei verschiedenem Furchenabstand auch verschieden stark auftreten müfste.

Berlin, Weihnachten 1871.

II. *Versuche über Fluorescenz; von Eduard Hagenbach.*

Vor einiger Zeit wurden mir von verschiedenen Seiten Substanzen zugestellt, welche in ausgezeichnetem Grade die Erscheinung der Fluorescenz zeigen. Ich wurde dadurch veranlafst, zuerst diese Körper einer genaueren Prüfung zu unterziehen, dann aber meine Untersuchungen auf andere schon früher untersuchte Körper mit der erwähnten Eigenschaft auszudehnen; da ich mich überzeugt hatte, dafs die genaue auf Messungen gegründete Untersuchung der Fluorescenz bei den meisten Substanzen noch Manches zu wünschen übrig liefs; und da von einer annehmbaren Theorie wohl kaum die Rede seyn kann, wenn nicht zuerst die Thatsachen durch Beobachtung genau festgestellt sind.

Einen Theil meiner Untersuchungen, so weit sich dieselben nämlich auf die optischen Eigenschaften des Blattgrüns beziehen, habe ich schon in einem besonderen Aufsatz [1]) publicirt; das Wesentliche über die angewandte Methode befindet sich auch daselbst, so dafs ich hier nur darauf zu verweisen brauche.

Mein Augenmerk habe ich hauptsächlich auf *drei* Punkte gerichtet, nämlich:

1) Diese Annalen CXLI, S. 245.

1. *Die Angabe der Gränzen und Maxima der Fluorescenz.* Es handelt sich dabei darum anzugeben, in welchem Theile des Spectrums die Fluorescenz beginnt, und in welchem sie aufhört. Ferner ist zu bestimmen, ob nur ein oder mehrere Maxima der Fluorescenz vorkommen, und wo dieselben liegen.

Bei diesen Messungen bediente ich mich der Methoden, die in der oben citirten Abhandlung S. 248 u. f. beschrieben sind. Dafs die gefundenen Zahlen nicht auf absolute Gültigkeit Anspruch machen können, ist leicht ersichtlich, wenn man die verschiedenen Umstände in Betracht zieht, welche eine scharfe Beobachtung erschweren, und welche ich hier um so weniger im Einzelnen aufführen will, als diefs schon Pierre [1]) in seiner Arbeit gethan hat.

Zur Bestimmung der Gränze in dem ultravioletten Theile des Spectrums sollten eigentlich Quarzapparate angewandt werden. Einige wenige Bestimmungen habe ich deshalb mit Quarzprisma und Quarzlinse gemacht. Da jedoch in Folge der etwas kleinen Dimensionen der mir zu Gebote stehenden Quarzlinse das projicirte Spectrum lichtschwächer war als bei Anwendung von Glasapparaten, und da man in Folge der doppelbrechenden Eigenschaft nicht über das ganze Spectrum hinweg die Fraunhofer'schen Linien in der Projection scharf erhalten kann, so zog ich gewöhnlich bei der Projection des Spectrums die Anwendung eines Flintglasprismas und einer achromatischen Linse vor; wo nichts besonderes bemerkt ist, sind solche Glasapparate gemeint. Die Beschränkung des Spectrums in dem violetten Theile hat in den meisten Fällen nicht so viel zu sagen, da die characteristischen Unterschiede in der Fluorescenzerscheinung gewöhnlich im sichtbaren Theile des Spectrums liegen; in einer späteren Arbeit hoffe ich über die Fluorescenz verschiedener Substanzen im ultravioletten Licht noch einige Nachträge zu liefern.

2. *Die Ermittlung des Absorptionsspectrums für die fluorescirenden Substanzen* und die Bestätigung des zuerst

1) Wiener Berichte LIII. 2. S. 704.

von Stokes ausgesprochenen Zusammenhanges von Absorption und Fluorescenz. Die Methode der Untersuchung und graphischen Darstellung ist besprochen in der citirten Abhandlung S. 260 u. f.

3. *Die spectralische Untersuchung des Fluorescenzlichtes.* Es handelte sich darum, die Ausdehnung des Spectrums des Fluorescenzlichtes zu bestimmen, ebenso die Lage des Maximums oder der Maxima, je nachdem das Spectrum nur an einer oder an mehreren durch verhältnifsmäfsig dunkleren Zwischenräume von einander getrennten Stellen eine gröfste Helligkeit zeigte. Dabei war auch hauptsächlich darauf zu achten, ob bei Verschiedenheit der auffallenden und die Fluorescenz erregenden Strahlen auch Verschiedenheiten in dem von dem fluorescirenden Körper ausstrahlenden Lichte auftreten; deshalb wurden verschiedene Lichtquellen zur Erregung des Fluorescenzlichtes angewandt.

Am stärksten erhält man natürlich das Fluorescenzlicht, wenn man mit weifsem Sonnenlicht erregt; es war daher diefs auch die am häufigsten angewandte Lichtquelle. Es wurde dann bei der Spectraluntersuchung gewöhnlich die S. 257 der citirten Abhandlung beschriebene Methode angewandt, wobei mit Hülfe eines Spiegels das von der mit concentrirtem Sonnenlicht beleuchteten Oberfläche einer Flüssigkeit ausstrahlende Fluorescenzlicht auf die Spalte des horizontal stehenden Collimators gesandt wurde. Wenn die Flüssigkeit ziemlich durchsichtig ist, so mufs das Gefäfs, welches dieselbe enthält, mit schwarzem Sammt ausgelegt werden, damit sich mit dem Fluorescenzlicht nicht solches mischen kann, das von Boden und Wände reflectirt ist; die Beimengung solchen Lichtes wird leicht an den Fraunhofer'schen Linien erkannt. Zur Messung diente entweder eine Mikrometerschraube oder eine photographische vom Prisma in das Beobachtungsfernrohr reflectirte Scale. Meine Zahlenangaben beziehen sich auf die in meiner citirten Abhandlung S. 251 angegebene Scale, bei welcher die Fraunhofer'schen Linien folgenden Zahlen entsprechen:

A	0	*b*	331
a	34	*F*	420
B	63	*G*	637
C	96	H_1	831
D	188	H_2	858
E	309		

In Klammern sind die entsprechenden Zahlen der Bunsen'schen Scale[1]) beigesetzt, bei welcher *D* bei 50 steht.

Wir geben hier ein Verzeichniſs der angewandten absorbirenden Medien mit Beschreibung des Spectrums des durch sie hindurchgegangenen Lichtes.

No. 1. Ein rothes Kupferüberfangglas.

A, *a*, *B*, *C* und *D* sind sehr schön sichtbar. Die Absorption beginnt bei 192 (51), es wird ganz dunkel bei 204 (53), und es erstreckt sich ein ganz dunkler Absorptionsstreif bis 276 (65); von hier ist es wieder ziemlich hell bis zu 359 (79), von wo an die Absorption wieder zunimmt; es ist ganz dunkel von 440 (93) an.

No. 2. Zwei rothe Kupferüberfanggläser.

Die Absorption beginnt bei 172 (47), und es wird ganz dunkel bei *D*.

No. 3. Ein blaues Kobaltglas.

A, *a* und *B* sind sehr schön sichtbar. Die Absorption beginnt bei 71 (29), wird ganz stark bei 80 (31); von hier geht ein ganz dunkler Streif bis 112 (37); das sich daran schlieſsende Halbdunkel geht bis 125 (39). Ein zweiter Absorptionsstreif beginnt schwach bei 164 (46) und geht stark von 176 (48) bis 196 (52) und dann noch schwach bis 208 (54). Ein dritter schwacher Absorptionsstreif geht von 268 (64) bis 317 (72). Von da an bleibt es hell bis über H_2 hinaus.

No. 4. Zwei blaue Kobaltgläser.

A ist deutlich sichtbar. Die Absorption beginnt gleich sehr stark bei *B*, und es bleibt ganz dunkel bis 227 (57). Es ist dann wieder hell bis 252 (61). Ein zweiter ganz dunkler Streif, dem früheren dritten entsprechend, geht

1) Pogg. Ann. CXIX, S. 10.

von 252 (61) bis 351 (78); das Dunkel nimmt nun noch ab bis 428 (91), von wo es ganz hell wird bis über H_2 hinaus.

No. 5. Ein violettes Manganglas.

Hier ist kein deutlicher Absorptionsstreif zu bemerken, sondern die Absorption erstreckt sich in etwas schwächrem Grade über die ganze Mitte des Spectrums von 360 (80) bis 584 (118).

No. 6. Zwei violette Mangangläser.

Die Absorption beginnt bei 166 (46), es geht ein ganz dunkler Streif von 248 (61) bis 550 (112), das Halbdunkel geht noch bis 671 (133); von hier an ist es dann hell bis über H_2 hinaus.

No. 7. Ein violettes Manganglas und ein blaues Kobaltglas.

Auf Seite des äufseren Roth geht das Licht vollkommen durch; man sieht *A*, *a* und *B*. Ein erster Absorptionsstreif beginnt schwach bei 67 (29) und geht stark von 80 (31) bis 112 (37) und dann noch schwach bis 133 (40). Von 133 (40) bis 159 (45) ist es ordentlich hell. Dann beginnt schwach ein zweiter Absorptionsstreif, der ganz dunkel von 176 (48) bis 204 (53) geht, und dann noch abnimmt bis zu 225 (57). Es bleibt nun hell bis 256 (62); wo der dritte Absorptionsstreif schwach beginnt. Dieser ist ganz dunkel von 264 (63) bis 331 (75) und nimmt noch ab bis 449 (95). Von hier an bleibt es dann hell bis ins Ultraviolette. — Von den drei Absorptionsstreifen ist der erste im Roth am stärksten, der zweite ist ihm fast gleich; nur ein sehr weniges schwächer ist der breite dritte. Das Licht zwischen dem ersten und zweiten Absorptionsstreif ist nur schwach.

No. 8. Ein grünes Chromglas.

Das Spectrum beginnt erst bei 112 (37). Gegen Violett zu wird es nach und nach etwas dunkler. Ganz dunkel ist es von den Linien *H* an.

No. 9. Ein dunkelgelbes Glas.

Es absorbirt den violetten Theil des Spectrums. Die

Absorption beginnt bei 461 (97) und ist vollkommen von 645 (129) an.

No. 10. Ein hellgelbes Glas.

Es zeigt sich eine schwache Absorption von 625 (125) an; doch ist H_1 und H_2 noch schwach sichtbar.

No. 11. Eine 8 Millimeter dicke Schicht einer Lösung von Kupferoxydammoniak.

Es geht Licht durch von 297 (69) bis 887 (171).

No. 12. Eine 24 Millimeter dicke Schicht einer Lösung von Kupferoxydammoniak.

Es geht Licht durch von 461 (97) bis 858 (166).

No. 13. Eine 43 Millimeter dicke Schicht einer Lösung von Kupferoxydammoniak.

Es geht Licht durch von 502 (104) bis 802 (156).

Der in meiner citirten Abhandlung S. 250 beschriebene Kasten dient in vielen Fällen dazu, die Aenderung des Spectrums des Fluorescenzlichtes bei der Erregung durch verschiedenfarbige Strahlen zu verfolgen; es geschieht diefs auf besonders deutliche Weise, wenn man, wie diefs auf S. 274 der citirten Abhandlung angegeben ist, den Trog, der die fluorescirende Flüssigkeit enthält, zur Hälfte mit einem Milchglase oder noch besser mit einer weifsen Thonplatte bedeckt, das Niveau der Flüssigkeit mit der Thonplatte genau in eine Ebene bringt, das Bild der Spalte des Kastendeckels so projicirt, dafs es zur Hälfte auf die Flüssigkeit und zur Hälfte auf die Thonplatte fällt und diese Linie durch ein Prisma betrachtet, dessen Kante mit ihr parallel steht.

Homogenes Natriumlicht kann bei einigen Substanzen auch zur Erregung der Fluorescenz verwendet werden; dann ist aber das von dem leuchtenden Körper ausstrahlende Licht so schwach, dafs mit Hülfe des Spectralapparates keine genaue Messung mehr möglich ist. Jedoch ist in diesem Falle eine prismatische Untersuchung des Fluorescenzlichtes möglich, wenn man das Bild einer stark mit Natriumlicht beleuchteten Spalte durch eine Linse auf

die Oberfläche der Flüssigkeit projicirt und dasselbe direct durch ein Prisma beobachtet.

Die durch einen Inductionsstrom zum Glühen gebrachten Gase können auch zur Erregung der Fluorescenz gebraucht werden. Für diese Untersuchung der Fluorescenz fand ich es zweckmäfsig, Geifsler'sche Röhren von der Gestalt Fig. 1, Taf. IV [1]) anzuwenden. Ich benützte zwei solche Röhren; die eine mit Wasserstoff und die andere mit Stickstoff; die erstere werde ich als *H*-Röhre und die letztere als *N*-Röhre bezeichnen. Durch eine seitliche mit eingeriebenem Glasstöpsel verschliefsbare Oeffnung können in die Röhre mit Leichtigkeit verschiedene Flüssigkeiten gebracht werden. Mit Hülfe dieser Röhren sind beim Experimentiren im dunklen Raum sehr geringe Spuren von Fluorescenz bemerkbar. Soll das Spectrum des auf diese Weise erregten Fluorescenzlichtes untersucht werden, so wird die Röhre vor die Spalte des Spectralapparates gebracht und so gestellt, dafs nur Fluorescenzlicht durch die Spalte dringen kann. Kommt auch noch directes erregendes Licht hinein, so ist es an der Streifung gleich zu erkennen und kann durch eine passende Verschiebung der Röhre leicht eliminirt werden. — Bei der Untersuchung fester Körper, z. B. des Uranglases, Flufsspathes u. s. w. werden zur Beleuchtung einfache Geifsler'sche Röhren angewandt, wie man sie gewöhnlich zur Beobachtung der Gasspectren gebraucht.

Ich gehe nun über zur Beschreibung der Resultate, welche mir die Untersuchung der folgenden Substanzen geliefert hat:

1. Morin-Thonerde-Lösung.
2. Naphtalinroth.
3. Oxydirtes Brasilin.
4. Salpeters. Chrysanilin.
5. Thiomelansäure.
6. Kienrufsauszug.
7. Amid der Phtalsäure.
8. Stechapfelsaamenextract.
9. Extract des Saamens von Peganum Harmala.
10. Amid der Terephtalsäure.
11. Schwefelsaures Chinin.

1) Wird dem nächsten Hefte beigegeben.

12. Aesculin.
13. Fraxin.
14. Aufguſs des Griesholzes.
15. Quassiatinctur.
16. Sandelholzextract.
17. Lackmus.
18. Curcumatinctur.
19. Malzzucker.
20. Sandarac.
21. Guajak.
22. Purpurin.
23. Orseille.
24. Safflor.
25. Bichloranthracen.
26. Photen.
27. Petroleum.
28. Bisulfanthrachinon.
29. Fluſsspath.
30. Uranglas.
31. Salpetersaures Uranoxyd.
32. Gewöhnliches Glas.
33. Phtaleïn des Resorcins.
34. Fluoranilin.
35. Bariumplatincyanür.
36. Blattgrün.

Die Citate gebe ich nur bei neueren Arbeiten, da Pisko [1]) in seiner sehr schätzenswerthen Zusammenstellung des Wichtigsten aus dem Gebiete der Fluorescenzerscheinungen ein vollständiges Literaturverzeichniſs gegeben hat.

1. Morin-Thonerde-Lösung.

Wird der Morin-Thonerde-Niederschlag in mit Salzsäure angesäuertem Alkohol gelöst, so erhält man, wie Goppelsröder [2]) gezeigt hat, eine prachtvoll und sehr intensiv grün fluorescirende Flüssigkeit.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche der Flüssigkeit geworfen, so erhält man eine malachitfarbene Fluorescenz, die sich mit gleicher Farbennuance bis weit in das Ultraviolett erstreckt und die Fraunhofer'schen Linien sehen läſst. — Die Fluorescenz beginnt auf der weniger brechbaren Seite ganz schwach schon vor *F* etwa bei 390 (85); von *F* an, welche Linie zu erkennen ist, wird die Fluorescenz deutlicher und nimmt nun zu bis 553 (113), wo

1) Pisko. Die Fluorescenz des Lichtes. Wien 1861.
2) Goppelsröder. Ueber eine fluorescirende Substanz aus dem Cubaholze. Verhandl. der naturf. Gesellsch. in Basel, IV, S. 736 und V, S. 111. Pogg. Ann. CXXXI, S. 464 und CXXXIV, S. 152.

das Maximum der Fluorescenz liegen mag; doch ist dieses Maximum nicht sehr stark ausgeprägt, indem noch weiterhin bis in die Gegend der Doppellinie *H* die Fluorescenz in der Stärke sich fast gleich bleibt. Bald nach H_2 etwa bei 876 (169) hört die Fluorescenz auf bedeutend zu seyn, doch bleibt sie noch merklich bis in die Gegend von 1200 (226); bei Anwendung von Quarzapparaten bis gegen 1400 (262). Die Linien im Violett und die ersten im Ultraviolett sind aufserordentlich deutlich sichtbar.

Das Absorptionsspectrum entspricht genau der hier angegebenen Fluorescenzerscheinung. Die Absorption erstreckt sich nämlich auf den brechbarern Theil des Spectrums. Bei einer starken Lösung oder einer ziemlich dicken Schicht liegt die Gränze etwa in der Mitte zwischen *C* und *D*, und es geht nur Roth mit Orange durch; wenn die Schicht dünner oder die Lösung verdünnt wird, so rückt die Gränze an einem fort weiter gegen das Violett zurück, bis zuletzt das ganze Spectrum sichtbar wird.

Der Umstand, dafs die hellste Stelle etwas vor *G* liegt, und dafs im Violett die Fluorescenz wieder abnimmt, berechtigt nicht zu dem Schlufs, dafs die violetten Strahlen weniger stark die Fluorescenz erregen; es rührt diefs in diesem Falle wohl einfach daher, dafs schon die Intensität des auffallenden Lichtes gegen das Violett hin sehr bedeutend abnimmt.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes ist vollkommen continuirlich; es beginnt schon in der Gegend vor 111 (37), wird deutlich bei 131 (40), hat das Maximum bei 333 (75); das deutliche Ende liegt bei 493 (102), doch geht schwaches Licht noch bis 513 (106).

In der *N*-Röhre ist die Fluorescenz brillant; wenn dieselbe spectralisch untersucht wird, so beginnt das Spectrum erst bei 180 (49), was offenbar damit zusammenhängt, dafs das Licht des glühenden Stickstoffs im Vergleich mit dem Sonnenlicht verhältnifsmäfsig mehr Strahlen des brechbarern Theiles des Spectrums enthält.

In der Geiſsler'schen H-Röhre ist fast keine Fluorescenz zu bemerken.

Die erregenden Strahlen und die Strahlen des Fluorescenzlichtes liegen in Bezug auf Brechbarkeit fast ganz auseinander, weſshalb das Fluorescenzlicht auch überall die gleiche Farbennuance zeigt, die stark erregenden Strahlen sind alle brechbarer als F, und das Spectrum des Fluorescenzlichtes geht nur mit seinem wenig intensiven Ende über F hinaus.

2. Naphtalinroth.

Schiendl in Wien hat zuerst das Verfahren zur Darstellung des Naphtalinrothes (in England Magdalaroth genannt) angegeben. Die ersten Versuche, diesen Farbstoff im Groſsen darzustellen, wurden von Durand bei Clavel in Basel ausgeführt. Das Material zu meinen Untersuchungen verdanke ich der Gefälligkeit des Hrn. Durand. Das Naphtalinroth ist sowohl in Bezug auf seine chemischen als auch seine physicalischen, besonders optischen Eigenschaften von A. W. Hoffmann[1]) studirt worden.

Die alkoholische Lösung des Naphtalinrothes fluorescirt im directen Sonnenlicht mit einer schönen gelben Farbe; es ist dieſs einer der Körper, welche am intensivsten die Eigenschaft der Fluorescenz besitzen. Wenn ein Cubikcm. Weingeist nur $\frac{1}{400,000}$ Milligramm enthält, so ist die Fluorescenz noch merklich. Auch ist bei dieser Lösung der zuerst von Stokes beobachtete Umstand sehr deutlich zu sehen, daſs die Stärke der Fluorescenz mit der Concentration nicht immerfort zunimmt, sondern daſs von einem bestimmten Concentrationsgrade an bei noch stärkerer Concentrirung der Lösung die Intensität des Fluorescenzlichtes wieder abnimmt. Es zeigt sich dieſs besonders deutlich, wenn man im Natriumlicht die Fluorescenz erregt; bei

1) A. W. Hoffmann. Ueber Theerfarben. Chemisches Centralblatt 1869, No. 44, S. 689. Bericht der deutschen chemischen Ges. Bd. 2, S. 374, 412.

einer gesättigten Lösung ist dieselbe kaum bemerkbar und tritt bei Verdünnung der Lösung deutlich auf.

Die Fluorescenz des Naphtalinrothes verschwindet weder bei Zusatz einer Säure, noch bei Zusatz von einem Alkali.

Wenn das Spectrum auf die freie Oberfläche projicirt wird, so sieht man die Fraunhofer'schen Linien mit aufserordentlicher Schärfe [1]). Die Fluorescenz beginnt schwach bei 139 (41), sie wird stark bei D und bleibt stark bis 221 (56); hier nimmt die Stärke etwas, doch nicht bedeutend ab und steigt zu einem zweiten etwas schwächeren Maximum wieder an, welches von E bis b geht. Von da an nimmt die Intensität der Fluorescenz sehr merklich ab und hat ihr Minimum etwas vor G; von da an steigt sie zu einem dritten der Helligkeit nach weit hinter den beiden andern zurückstehenden Maximum an, das kurz vor H_1 liegt. Fig. 2, Taf. IV giebt ein Bild dieser Fluorescenzerscheinung, wobei jedoch statt Schwarz eine gelbe Farbe auf dunklem Grund aufgetragen seyn sollte.

Die Absorptionserscheinung entspricht auch hier ganz genau der Fluorescenzerscheinung. Fig. 3 Taf. IV giebt ein Bild der Absorptionsspectrallinie, welche das Resultat von etwa 60 Bestimmungen ist; die drei Absorptionsmaxima die den drei Fluorescenzmaxima entsprechen, gehen sehr deutlich daraus hervor. Bei gröfserer Dicke als die, welche in der Zeichnung angenommen ist, rückt die Gränze der Absorptionsspectrallinie auf der weniger brechbaren Seite noch sehr bedeutend vor. Bei starken Lösungen, die ich untersuchte, und die bei der Reduction auf den Maafsstab der Zeichnung einer Dicke entsprechen, die nahezu 6 Mal so grofs ist als die in der Zeichnung angenommene, lag die Gränze von hell und dunkel zwischen B und C etwa bei 84 (32); solche Lösungen sind sehr brauchbar, wenn

1) Die Projection des Spectrums auf die Oberfläche einer Naphtalinlösung habe ich zuerst bei meinem Collegen J. Müller in Freiburg gesehen, der diesen Versuch vor mir anstellte.

man ein absorbirendes Medium haben will, das nur das äufserste Roth durchläfst.

Sieht man den gläsernen Trog mit der fluorescirenden Flüssigkeit von der Seite an, während das Spectrum von oben darauf geworfen wird, so kann man die Gestalt der Absorptionsspectrallinie mit der Einbiegung vor E sehr deutlich sehen.

In der Geifsler'schen H-Röhre ist nur eine ganz schwache Fluorescenz bemerkbar; in der N-Röhre ist sie deutlich.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes ist continuirlich; es beginnt schon schwach bei 55 (27), wird deutlich bei 96 (34), hat das Maximum der Lichtintensität bei 171 (47); es erstreckt sich deutlich bis etwa 242 (60), und schwach bis 263 (63). Fig. 4, Taf. IV soll dieses Spectrum darstellen, wobei das Schwarz ersetzt seyn sollte durch die entsprechenden Farben, die man aber, da die Linien angegeben sind, sich leicht vorstellen kann.

Die Strahlen, welche die Fluorescenz erregen, und die Strahlen des Fluorescenzlichtes liegen in Bezug auf Brechbarkeit nicht vollkommen aus einander, sondern decken sich theilweise. Die Richtigkeit des Stokes'schen Gesetzes, dafs die Brechbarkeit des einfallenden Lichtes die obere Gränze der Brechbarkeit der Bestandtheile des dispergirten Lichtes (d. h. des Fluorescenzlichtes) sey, ergiebt sich auch hier, indem im Spectrum des Fluorescenzlichtes das Grün fehlt, sobald die Fluorescenz durch wenig brechbares, z. B. durch gelbes Licht erregt wird. Auch ist das Fluorescenzlicht, das durch die Strahlen erregt wird, die vor D liegen, nicht rein gelb, sondern mehr röthlich.

Den vorhergehenden Abschnitt habe ich einer Ausarbeitung meiner Abhandlung vom Juli 1870 entnommen, deren Publication bis jetzt unterblieb, da ich vorerst die Untersuchung noch auf eine gröfsere Anzahl von Stoffen ausdehnen wollte. Auch war damals schon nach im September 1869 angestellten Beobachtungen die Zeichnung der

Absorptionsspectrallinie entworfen, von welcher diese Abhandlung eine Copie in vergröſsertem Maaſsstabe liefert.

In neuerer Zeit hat nun E. Lommel[1]) eine Abhandlung über Fluorescenz publicirt, in welcher er hauptsächlich die Resultate mittheilt, die er durch Untersuchung des Naphtalinrothes erhielt, und dieselben als Grundlage für eine Theorie der Fluorescenz verwerthet. In Mehrerem stimmen die Resultate seiner sorgfältigen Beobachtungen vollkommen mit den meinigen überein, so namentlich in Betreff der drei sich entsprechenden Maxima der Absorption und Fluorescenz. In einem Puncte jedoch, der besonders für die Theorie der Fluorescenz von groſser Wichtigkeit ist, gehen unsere Resultate der Beobachtung vollkommen aus einander. Wie der obige Abschnitt zeigt, hatten schon die Ende 1869 und Anfang 1870 gefundenen Resultate, die sich hauptsächlich auf Versuche bezogen, die mit dem schon oben erwähnten Kasten angestellt waren, oder auf die Spectralanalyse des Fluorescenzlichtes, erregt durch Sonnenlicht, das farbig absorbirende Medien durchsetzt hat, mir die Ueberzeugung beigebracht, daſs das Stokes'sche Gesetz seine volle Gültigkeit auch für das Naphtalinroth habe. Die Lommel'sche Behauptung, daſs unter Umständen das Spectrum des Fluorescenzlichtes um ein augenfälliges Stück weiter nach der brechbaren Seite hin reiche als das Spectrum des erregenden Lichtes, und daſs somit das Naphtalinroth eine Abweichung von dem Stokes'schen Gesetze zeige, veranlaſste mich, die Untersuchung über die optischen Eigenschaften des vorliegenden Körpers nochmals aufzunehmen und in einigen Puncten etwas zu erweitern. Die Folge dieser neuen Beobachtungen ist die, daſs ich auch jetzt noch zu dem obigen Abschnitte über die Gültigkeit des Stokes'schen Gesetzes für das Naphtalinroth vollkommen stehen kann; doch wird

1) Sitzungsberichte der physikalisch-medicinischen Societät zu Erlangen. Sitzung vom 20. Februar 1871. Pogg. Ann. CXLIII. S. 26. Carl, Repert. VII. S. 65.

es nöthig seyn zur Begründung meiner Behauptung auf die Versuche etwas näher einzutreten.

Am anschaulichsten zeigt sich die Richtigkeit meiner Behauptung, wenn man mit dem schon mehrmals erwähnten und in meiner früheren Abhandlung im Durchschnitt abgebildeten Kasten experimentirt. Man wirft auf die Spalte des Kastendeckels entweder durch Drehung des Prismas oder durch Verschieben des Deckels die verschiedenen Farben eines reinen Spectrums und projicirt mit einer Linse ein scharfes Bild dieser Spalte auf die Oberfläche der Flüssigkeit. Diese ist zur Hälfte mit einer Platte aus weifsem Thon zugedeckt, die genau im Niveau der Flüssigkeit steht, und es wird dafür gesorgt, dafs das scharfe verkleinerte Bild der Spalte zur Hälfte auf die Thonplatte und zur Hälfte auf die Flüssigkeit fällt. Sieht man nun durch ein Prisma, dessen brechende Kante dem Spaltenbilde parallel läuft, nach der Flüssigkeitsoberfläche, so sieht man deutlich neben einander das abgelenkte erregende Licht und das Spectrum des Fluorescenzlichtes, und es können beide sehr leicht in Bezug auf Brechbarkeit mit einander verglichen werden. Wird nun zuerst violettes oder blaues Licht auf die Spalte geworfen, so sieht man deutlich, wie diefs in Fig. 5, Taf. IV angedeutet ist, das erregende Licht und das Spectrum des Fluorescenzlichtes in Bezug auf Brechbarkeit aus einander liegen. Läfst man nach und nach Strahlen von geringerer Brechbarkeit auf die Spalte fallen, so bleibt sich vorerst das Spectrum des Fluorescenzlichtes ganz gleich; nur liegt ihm das erregende Licht näher. Nimmt man erregendes Licht etwa von der Mitte zwischen *E* und *D*, so bildet das erregende Licht den Schlufs des Fluorescenzspectrums, wie diefs in Fig. 6, Taf. IV angedeutet ist. Rückt man nun mit dem erregenden Lichte noch weiter nach dem rothen Ende des Spectrums vor, so wird das Fluorescenzspectrum verkürzt, und sein Ende geht zugleich mit dem erregenden Lichte zurück; es sieht gerade aus, als wie wenn das erregende Licht das Fluorescenzspectrum zurückwischen

würde. Fig. 7, Taf. IV zeigt, wie es aussieht, wenn das erregende Licht innerhalb der Gränzen des Spectrums des Fluorescenzlichtes fällt.

Da das Fluorescenzspectrum sich nach der brechbarern Seite über die Linie *D* hinaus erstreckt, und das Licht von der Gegend *D*, wenn auch nicht mehr im höchsten Grade, doch immer noch stark die Fluorescenz erregt, so muſs zur Entscheidung der vorliegenden Frage die Untersuchung des durch homogenes Natriumlicht erregten Fluorescenzlichtes besonders geeignet seyn. Nach den von Lommel angestellten Untersuchungen soll das Spectrum des durch Natriumlicht erregten Fluorescenzlichtes die gleiche Ausdehnung haben wie das des durch Sonnenlicht erregten. Die Anwendung des Spectralapparates gab mir hier kein zuverlässiges Resultat; das Fluorescenzlicht war so lichtschwach, daſs zum Erkennen desselben im Spectralapparate die Spalte viel zu viel geöffnet werden muſste. Ich bediente mich deshalb statt des Spectralapparates der directen Beobachtung durch das Prisma und erreichte so den Zweck viel besser. Eine horizontal gestellte Spalte in einem Eisenblech wurde mit zwei Bunsen'schen Brennern, deren jeder mehrere Sodaperlen enthielt, beleuchtet. Das Bild dieser stark beleuchteten Spalte wurde ähnlich der des Kastendeckels auf die zur Hälfte mit einer Thonplatte zugedeckte Flüssigkeit projicirt. Wurde dann das so projicirte Spaltenbild durch eine Prisma beobachtet, so konnte man auf sehr augenfällige Weise sehen, wie das Fluorescenzspectrum keine brechbarern Strahlen enthält als das Natriumlicht. Bei diesem Versuch merkt man auch sehr deutlich, daſs das durch Natriumlicht erregte Fluorescenzlicht rothgelb ist im Vergleich mit dem, welches das weiſse Licht erzeugt. Es zeigt sich dieſs unter Anderem, wenn man in der Flamme des Bunsen'schen Brenners direct hinter der Spalte einen quer zur Spaltenrichtung hingehaltenen Platindraht zum Glühen bringt; im orangegelben Bild der Spalte zeigt sich dann an der entsprechenden Stelle ein mehr schwefelgelber Punct. Wie

die Farbennüance des Fluorescenzlichtes und die Ausdehnung seines Spectrums sich ändert, wenn weifses Licht statt Natriumlicht auffällt, ist ferner auch dann zu erkennen, wenn man auf die erwähnte Spalte im Blech abwechslungsweise das Sonnenlicht auffallen läfst und wieder unterbricht, während die Beleuchtung durch die Natriumflamme stattfindet. — Die Anwesenheit von schwachem Licht im Spectrum des Fluorescenzlichtes jenseits der Linie *D*, das Lommel durch seine Beobachtung mit aller Bestimmtheit constatirte, mag darin seine Erklärung finden, dafs das Natriumlicht des Bunsen'schen Brenners mit Kochsalzperle nicht ganz homogenes Licht ist, sondern auch noch Strahlen des brechbarern Theiles enthält, die theilweise von dem Kohlenstoffspectrum des Bunsen'schen Brenners herrühren, theilweise auch unter Umständen von dem glühenden Platindraht, wenn die Perle etwas weit in die Flamme gehalten wird.

Da Lommel seine Ansicht hauptsächlich auf die Spectralanalyse des Fluorescenzlichtes stützt, das erregt wird durch Sonnenlicht, welches ein rothes Kupferglas durchsetzt hat, so wurde auf die darauf bezüglichen Versuche besondere Aufmerksamkeit gerichtet. Schon im Octbr. 1869 hatte ich über diesen Punct Versuche angestellt und gefunden, dafs wenn das erregende Licht nur durch *ein* rothes Glas geschickt wird, dann im Spectrum Roth, Gelb und auch noch etwas Grün zu bemerken sind; dafs aber, wenn das erregende Licht durch *zwei* rothe Kupfergläser geht, eine bedeutende Reduction des Spectrums eintritt, so dafs dasselbe nur noch etwa bis zu 177 (48) sich erstreckt. Neuerdings habe ich diese Versuche wiederholt und folgendes gefunden. Wird mit dem Lichte, welches durch *ein* rothes Kupferglas (No. 1) gegangen ist, die Fluorescenz erregt, so erhält man ein continuirliches Spectrum des Fluorescenzlichtes, das wie das Spectrum des durch Sonnenlicht erregten Fluorescenzlichtes bei 55 (27) schwach und etwa bei 96 (34) deutlich beginnt; das Maximum ist um eine sehr merkbare Gröfse nach vorn

verschoben und liegt bei 132 (40), das Ende des deutlichen Spectrums liegt bei 192 (51); ganz schwaches Licht erstreckt sich noch bis zu 221 (56). Der Umstand, dafs das Ende des deutlichen Spectrums bei 192 (51) liegt, derselben Stelle, wo der Absorptionsstreif beginnt, eine Coïncidenz, die besonders deutlich in die Augen fällt, wenn beide Spectren zugleich über einander im Spectralapparate beobachtet werden, so wie auch die sehr merkliche Verschiebung des Maximums scheinen mir sprechend für die Anwendbarkeit des Stokes'schen Gesetzes auch auf die vorliegende Substanz zu sprechen. Dafs schwaches Licht noch von 102 (51) bis 221 (56) geht, kann nicht gegen meine Ansicht angeführt werden; es wird dasselbe offenbar erregt durch das Licht, das jenseits des Absorptionsstreifs zwischen 251 (61) und 449 (95) liegt, und das ja auch erregend wirken mufs. Läfst man das Sonnenlicht durch *zwei* Kupfergläser gehen, so geht nur noch rothes Licht bis zu 192 (51) durch; dann hat das viel schwächere Fluorescenzlicht eine entschieden röthliche Nuance, und das Spectrum desselben ist sehr bedeutend reducirt, es beginnt erst bei 75 (30) (was offenbar von der geringern Intensität herrührt), geht ziemlich stark bis 119 (38), und noch schwach bis zu 180 (49). Auch hier zeigt sich also deutlich die Richtigkeit des Stokes'schen Gesetzes.

Festes Rose Naphtaline zeigt keine Spur von Fluorescenz; das Benetzen mit Wasser ruft dieselbe nicht hervor; doch erscheint sie augenblicklich sehr stark, wenn mit Weingeist benetzt wird.

Um zu sehen, wie sich Gemenge fluorescirender Substanzen verhalten, wurde eine Lösung von Rose Naphtaline mit einer solchen von Morin-Thonerde versetzt.

Bei Projection des Spectrum auf diese Flüssigkeit zeigt sich vor *F* eine mehr gelbe, nach *F* gegen das Violett hin eine nahezu weifse Fluorescenzfarbe.

Geht das erregende Licht durch Kobaltglas, und wird zugleich die Fluorescenzerscheinung durch Kobaltglas beob-

achtet, so sieht man nichts von der gelben Fluorescenz, sondern nur die grüne der Morin-Thonerdelösung.

Wird das Fluorescenzlicht dieses Gemenges mit dem Spectralapparat untersucht, so sieht man deutlich zwei durch ein Minimum getrennte Maxima. Das Spectrum beginnt auf Seite des Roth schwach bei 67 (29), deutlich bei 88 (32), das erste Maximum liegt bei 172 (47), das Minimum bei 251 (61), das zweite Maximum bei 379 (83), das Spectrum hört auf bei 543 (111).

3. Oxydirtes Brasilin.

Schönbein[1]) hat gezeigt, daſs wenn eine Brasilinlösung durch ein Ozonid oxydirt wird, eine schön gelb fluorescirende Substanz entsteht. Am schnellsten wird dieselbe dargestellt, wenn man etwas Bleisuperoxyd einer wässrigen Brasilinlösung zusetzt; durch Schütteln mit Luft wird in etwas längerer Zeit das gleiche erreicht.

Wird das Spectrum auf die Flüssigkeitsoberfläche geworfen, so findet man, daſs die Fluorescenz schwach bei *D* beginnt, sie nimmt dann zu und erreicht das erste zugleich stärkste Maximum vor *E*, die hellste Gegend erstreckt sich nämlich etwa von 252 (61) bis nahe vor *E*. Die Fluorescenz nimmt dann wieder ab, und zwischen *G* und H_1 liegt ein relatives Minimum. Vor H_1 wird die Fluorescenz wieder stärker und bildet ein zweites schwächeres Maximum: bis ein wenig über H_2 hinaus bleibt die Fluorescenz ziemlich stark, nimmt dann ab und ist noch bemerklich bis in die Gegend von 1084 (206); bei Anwendung des beschriebenen Kastens ist die Fluorescenz bis in die Gegend von 1200 (226) bemerklich; fast ebenso weit bei Projection auf die freie Oberfläche mit Quarzapparaten.

Das Absorptionsspectrum entspricht vollkommen dieser Fluorescenzerscheinung. Wenn die Flüssigkeit bei mittlerer Concentration vor die Spalte des Spectralapparates gebracht wurde, zeigte sich ein Absorptionsstreif, der bei

1) Verh. der naturf. Ges. in Basel, IV, S. 814 und 819. Erdmann J., CII, S. 167.

211 (54) mit einem Halbschatten beginnt und dann von 253 (61) bis 298 (69) als dunkler Streif sich erstreckt, dann wird es heller bis etwas vor *F* wieder eine Absorption eintritt, die sich über den violetten Theil des Spectrums ausdehnt.

Die Farbe des Fluorescenzlichtes ist gelb; im Vergleich damit ist die des Rose Naphtaline orange zu nennen.

Die Spectraluntersuchung dieses Fluorescenzlichtes läfst zwei Maxima erkennen, die durch ein sehr schwach ausgeprägtes Minimum getrennt sind. Das Spectrum beginnt schwach bei 67 (29), deutlich bei 88 (32); das erste Maximum liegt bei 128 (39), das wenig ausgesprochene Minimum bei 188 (50), ein zweites Maximum liegt bei 231 (58), das Spectrum hört auf bei 272 (65). Der Umstand, dafs dieses Spectrum nach dem Grün zu sich weiter erstreckt als das des vom fluorescirenden Naphtalinroth ausstrahlenden Lichtes, und dafs nach der Linie *D* das Licht wieder etwas an Intensität zunimmt, erklärt die mehr gelbe Farbe dieses Lichtes gegenüber der gelbrothen des Rose Naphtaline.

Wird die Fluorescenz bei Anwendung des Kastens durch Licht aus der Gegend von *D* erregt, so besteht das Spectrum des Fluorescenzlichtes nur aus roth und gelb. Bei der Erregung durch blaues Licht sieht man deutlich roth, gelb und grün; es ist diefs eine Folge des Stokes'schen Gesetzes. Auch wenn man ein Linearspectrum durch ein Prisma analysirt, so sieht man sehr deutlich, dafs das Spectrum des Fluorescenzlichtes auf der brechbarern Seite Roth, Gelb und Grün enthält; und dafs dann nach der weniger brechbaren Seite erst das Grün und dann auch noch das Gelb schwindet.

In beiden Geifsler'schen Röhren ist die Fluorescenz gering; etwas deutlicher immer noch in der *N*-Röhre.

Wird zu einer fluorescirenden Brasilinlösung Ammoniak zugesetzt, so verschwindet die Fluorescenz; die Flüssigkeit zeigt im durchfallenden Lichte eine stärkere rothe Färbung, und das Absorptionsspectrum ist ganz geändert;

der Absorptionsstreif ist bedeutend breiter, aber dafür schwächer; auch im Blau und Violett findet stärkere Absorption als früher statt.

Auch die festen Brasilinkrystalle fluoresciren sehr deutlich, und zwar besonders die, welche durch die Einwirkung des Lichtes eine etwas röthliche Farbe erhalten haben. Besonders schön sieht man den Krystall mit gelbrothem Lichte leuchten, wenn man auf ihn durch die Spalte des Kastens grünes Licht fallen läſst.

4. Salpetersaures Chrysanilin.

Durch Hrn. Ed. Hoffmann, Chemiker in der Anilinfarbenfabrik von J. R. Geigy u. Co. in Basel, bin ich auf die Fluorescenz des salpetersauren Chrysanilins aufmerksam gemacht worden.

Löst man das salpetersaure Chrysanilin, das ein rothes Pulver bildet, in Aether allein auf, so beobachtet man keine Fluorescenz; doch tritt dieselbe sehr schön auf, sobald ein bischen Ammoniak zugesetzt wird. Säure hebt dann die Fluorescenz wieder auf. Ganz die gleiche Fluorescenz wird in noch viel höherem Grade erhalten, wenn das salpetersaure Chrysanilin in starker Schwefelsäure gelöst wird; in diesem Falle verschwindet die Fluorescenz wieder, wenn entweder ganz wenig Salpetersäure oder Ammoniak zugesetzt wird. Die Untersuchung hat gezeigt, daſs die auf diese beiden sehr verschiedene Arten hervorgerufenen Fluorescenzen identisch sind.

Die Fluorescenzfarbe ist schön hellgrün.

Wird das Spectrum auf die Flüssigkeitsoberfläche projicirt, so sieht man die Linien sehr scharf und deutlich, besonders im violetten und ultravioletten Theile.

Die Fluorescenz beginnt schwach bei 317 (72), sie wird deutlich bei 373 (82) und nimmt dann noch zu bis 543 (111). Doch ist dieses Maximum nicht mit Bestimmtheit anzugeben, da von bald nach F bis etwas über H_2 hinaus die Fluorescenz sich ziemlich gleich stark bleibt;

die Fluorescenz hört im ultravioletten Theile etwa bei 1228 (231) auf. Die Linie *N* ist noch sichtbar.

Die Absorptionsverhältnisse entsprechen der beschriebenen Fluorescenzerscheinung. Es tritt kein besonderer Absorptionsstreif auf, sondern die Absorption erstreckt sich über den ganzen brechbarern Theil des Spectrums. Bei einer ziemlich starken Lösung fängt die vollkommene Absorption an etwa in der Mitte zwischen *E* und *F*; bei der Verdünnung rückt die Gränze nach der violetten Seite weiter zurück.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt nur *ein* Maximum. Es beginnt dasselbe schwach bei 88 (32) und wird deutlich bei 108 (36). Das Maximum ist nicht gut anzugeben, da die Lichtstärke von 149 (43) bis zu 376 (82) ziemlich gleich stark ist, doch mag es etwa bei 293 (68) liegen. Das deutliche Spectrum hört auf bei 477 (100); ganz schwaches Licht geht noch bis 498 (103).

In der Geifsler'schen *N*-Röhre erhält man eine brillante gelbgrüne Fluorescenz; in der *H*-Röhre ist dieselbe kaum bemerkbar.

Das feste Chrysanilin fluorescirt nicht.

5. Thiomelansäure.

Es ist eine längst bekannte Thatsache, dafs man eine schmutzig grün aussehende Flüssigkeit erhält, wenn Schwefelsäure auf Alkohol einwirkt. Erdmann [1]) gab der Substanz, die das Schlufsresultat bildet, den Namen Thiomelansäure, so dafs wir unsere Flüssigkeit als Lösung der Thiomelansäure in Schwefelsäure auffassen können, ohne zu behaupten, dafs dieselbe dadurch nach ihrer chemischen Constitution genau bezeichnet sey. Durch meinen Freund und Collegen Goppelsröder bin ich darauf aufmerksam gemacht worden, dafs es sich hier um eine Fluorescenzerscheinung handelt, und in Folge dessen habe ich diesen optisch sehr interessanten Körper etwas näher untersucht.

Fällt auf diese Flüssigkeit starkes Tageslicht oder nicht

1) Erdmann, Jour. f. pract. Chemie XXI, S. 291.

concentrirtes Sonnenlicht auf, so sieht die Fluorescenzfarbe schmutzig grün aus, wird das Licht in dem Brennpunkt einer Linse concentrirt, so erscheint die Fluorescenz mehr gelb.

Wirft man das Spectrum auf die Oberfläche der Flüssigkeit, so zeigt sich eine für den ersten Augenblick höchst auffallende Erscheinung. Man sieht nämlich ein Spectrum, das alle Farben des Spectrums in der gewöhnlichen Reihenfolge zeigt; nur sind die Farben etwas weniger rein, und statt des violetten haben wir ein etwas ins bläuliche spielende weifses sogenanntes lavendelblaues Licht.

Ich glaubte vorerst, dafs ich es im vorliegenden Fall mit einer trüben Flüssigkeit zu thun habe, die einfach das auffallende Licht zerstreuend reflectirt, bemerkte aber bald an der Lage der Fraunhofer'schen Linien, dafs dem nicht so sey. Die Farbe war nämlich roth bei C, orange bei D, gelb bei E, grün bei F, blau in der Mitte von F und G, und dann lavendelblau von G an, und zwar so, dafs nach dem Ultravioletten hin die blaue Nuance immer mehr ins Weifse überging.

Die Fluorescenz beginnt bei 83 (31), ist sehr stark von E bis H_1; von da an nimmt sie sehr merklich ab, bleibt aber noch sichtbar bis 1200 (226).

Der Zusammenhang von Absorption und Fluorescenz ist auch hier sehr deutlich zu erkennen; die Flüssigkeit zeigt nämlich eine sehr starke Absorptionsfähigkeit für den brechbarern Theil des Spectrums. Bei starker Concentration geht nur Roth und Orange durch bis in die Mitte zwischen C und D; wird dann die Schicht verkleinert oder die Flüssigkeit verdünnt, so rückt die Gränze immer weiter nach dem Violett hin. Die Absorptionserscheinung ist sehr ähnlich derjenigen der Morinthonerdelösung.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt gar keine Intermittenz; es nimmt von der rothen Seite her nach und nach zu, bleibt während einiger Zeit auf ziemlich gleicher Stärke und nimmt dann nach Violett hin wieder ab, um sehr allmälig zu verschwinden.

Der Anfang liegt bei 75 (30), bei 99 (34) fängt das Licht an deutlich zu werden, von 127 (39) bis 333 (75) bleibt sich die Helligkeit ziemlich gleich, so dafs das Maximum nicht leicht zu bestimmen ist, es mag etwa bei 268 (64) liegen. Das Spectrum erstreckt sich deutlich bis 514 (106) und ganz schwach bis 576 (117).

Es handelte sich nun darum, die verschiedene Ausdehnung des Spectrums des Fluorescenzlichtes zu erhalten bei Erregung durch verschiedene Strahlen.

Am übersichtlichsten zeigt sich dieser Zusammenhang, wenn man ein lineares Spectrum seitlich durch ein Prisma betrachtet. In diesem Falle erhält man ein Bild, wie es Fig. 8, Taf. IV andeutet, wo versucht wurde, die relative Lichtstärke durch Schattirung anzugeben; je stärker die Schattirung, um so heller ist die betreffende Stelle. Man sieht aus dieser Figur sehr deutlich, dafs jenseits *G* Licht erregt wird, das alle Strahlen des Spectrums, das äufsere Roth und das äufsere Violett ausgenommen, enthält; der Eindruck, den die Gesammtheit dieses Lichtes hervorbringt, ist somit nahezu weifs. In dem Lichte, das von der Mitte zwischen *F* und *G* ausstrahlt, fehlt das Violett, das Blau ist verhältnifsmäfsig stark; grün und roth, die auch vorhanden sind, heben sich auf; der Gesammteindruck ist somit blau. In ähnlicher Weise erklären sich die übrigen Farben des Fluorescenzlichtes. Sie folgern sich vollkommen aus dem Umstande, dafs entsprechend dem Stokes'schen Gesetze dasjenige Licht immer fehlt, welches brechbarer ist als das erregende, und dafs die weniger brechbaren Strahlen verhältnifsmäfsig stärker hervortreten, je mehr sich das erregende Licht in der Brechbarkeit ihnen nähert. Diefs letztere zeigt sich besonders deutlich beim Roth des Fluorescenzlichtes, das nur schwach vertreten ist in dem in der Gegend von *H* erregten Lichte und um so deutlicher hervortritt, je näher wir zu der Gränze der Fluorescenz auf der rothen Seite kommen.

Sehr deutlich läfst sich ferner der Zusammenhang der erregenden und erregten Strahlen studiren mit Hülfe des

schon wiederholt erwähnten Kastens, wenn man auf die Spalte desselben nach einander die verschiedenen Strahlen des Spectrums fallen läſst und das Bild dieser Spalte mit einer Linse auf die Flüssigkeit im Glastrog so projicirt, daſs es zur Hälfte auf eine matte Thonplatte und zur Hälfte auf die Flüssigkeit fällt. Die Richtigkeit des Stokes'schen Gesetzes für diese Substanz ergiebt sich bei diesem Versuche aufs allerdeutlichste.

Werden auf den Deckel des Kastens zwei Spectren mit zwei Prismen geworfen, so daſs die eine Hälfte der Spalte Licht aus der Gegend von *C*, die andere Licht aus der Gegend zwischen *G* und *H* erhält, so zeigt sich auf der Oberfläche der Flüssigkeit ein Streif von Fluorescenzlicht, der zur Hälfte roth, zur Hälfte bläulich und in Folge des Contrastes grün ist; wird dasselbe durch ein Prisma analysirt, so giebt der rothe Streif nur Roth, der grüne aber ein Spectrum, das von Roth bis Blau geht, das Roth jedoch nur schwach.

Läſst man das erregende Licht durch verschiedene absorbirende Medien gehen, so zeigen sich die folgenden auffallenden, aber aus den erwähnten Thatsachen leicht erklärbaren Erscheinungen.

Geht das erregende Licht durch ein rothes Glas (No. 1), so haben wir eine ganz schwache rothe Fluorescenz, deren Spectrum von 75 (30) bis 155 (44) sich erstreckt.

Geht das erregende Licht durch ein dunkelgelbes Glas (No. 9), so ist das Fluorescenzlicht orange; sein Spectrum beginnt bei 75 (30), hat die gröſste Lichtstärke bei 147 (43) und erstreckt sich bis 366 (81).

Geht das erregende Licht durch ein hellgelbes Glas (No. 10), so ist das Fluorescenzlicht gelb; sein Spectrum beginnt bei 75 (30), hat die gröſste Lichtstärke bei 208 (54) und erstreckt sich bis 502 (104).

Geht das erregende Licht durch ein grünes Glas (No. 8), so ist das Fluorescenzlicht grüngelb; das Spectrum beginnt bei 87 (32), hat das Maximum bei 229 (57) und das Ende bei 354 (78).

Geht das erregende Licht durch ein blaues Glas (No. 3), so ist das Fluorescenzlicht grün; das Spectrum beginnt bei 111 (37), hat die gröfste Helligkeit bei 342 (76) und das äufserste Ende bei 576 (117).

Geht das erregende Licht durch ein violettes Glas (No. 5), so ist das Fluorescenzlicht bläulichweifs, das Spectrum beginnt bei 111 (37), hat die gröfste Lichtstärke bei 354 (78), geht deutlich bis 543 (111) und schwach noch etwas weiter.

Dafs die Spectren nicht immer bei 75 (30) beginnen, erklärt sich aus dem Umstande, dafs die blauen und violetten Strahlen das Roth nur in sehr geringem Grade erregen.

In der Geifsler'schen Wasserstoffröhre sieht man eine kaum merkliche Spur von Fluorescenz; in der Geifsler'-Stickstoffröhre erhält man eine starke gelbgrüne Fluorescenz; das Spectrum dieses Fluorescenzlichtes ist besonders hell im Grün.

Goppelsröder hat aufser dem Aethylalkohol auch noch andere Alkohole mit Schwefelsäure behandelt und dann ganz ähnlich fluorescirende Flüssigkeiten erhalten. Meine Untersuchungen haben ergeben, dafs die Fluorescenz nicht immer in gleichem Grade ausgesprochen ist, und dafs auch die Gränzen der Fluorescenz nicht immer ganz gleich liegen. Ich kann jedoch hierüber noch nichts bestimmtes angeben, bevor weitere Untersuchungen über diesen Punkt angestellt sind.

(Fortsetzung im nächsten Heft.)

III. *Studien über amorphe Kieselsäure und deren Abscheidung aus wässrigen Lösungen;* *von O. Maschke.*

Mischt man eine Lösung kieselsauren Alkalis mit einer Säure, so ändert sich das Verhalten nach dem Grade der Verdünnung, der Quantität der Säure, nach der Höhe der angewendeten Temperatur und der Reihenfolge des Zusammenmischens.

Sind beide Flüssigkeiten stark verdünnt und die Säure im Ueberschufs, so ist es gleichgültig, welche von den Flüssigkeiten in die andere gegossen wird; das Gemisch bleibt selbst nach längerer Zeit vollkommen klar.

Sind die Flüssigkeiten concentrirter, so ist es rathsam, die Lösung des kieselsauren Alkalis in die Säure zu giefsen, weil bei geringen Mengen überschüssigen kieselsauren Alkalis ein überaus schnelles Gelatiniren erfolgt. Es kann auch ein schwach übersäuertes Gemisch, das sich Tage lang unverändert erhalten würde, sofort zum Erstarren gebracht werden, sobald man nachträglich etwas kieselsaures Alkali im Ueberschufs hinzufügt. Es ist dieses Verhalten sehr zu beachten, wenn man eine Lösung von kieselsaurem Alkali neutralisiren will; dabei ist ferner zu bedenken, dafs eine wässrige Lösung reiner Kieselsäure, wie Graham gezeigt, sauer reagirt. Benutzt man also bei dieser Operation Lakmus, so ist gegen das Ende auch *rothes* Papier anzuwenden; eine Lösung von Haematoxylin zeigt sich ebenfalls ganz zweckmäfsig. Um den Neutralisationspunkt annähernd, d. h. mit der Gewifsheit zu finden, dafs nur noch Spuren von freier Schwefelsäure oder Salzsäure vorhanden sind, bediene ich mich folgender Methode: Die Politur einer Marmorplatte wird durch wässrige Kieselsäurelösung nicht angegriffen; es ist also nur nöthig, während des Neutralisirens von Zeit zu Zeit einen Tropfen auf eine solche Platte zu bringen und die-

sen Tropfen mit Hülfe einer Lupe zu beobachten; tritt die Kohlensäureentwicklung nur noch äufserst schwach auf, so ist bei weiterem Zusatz von kieselsaurem Alkali vorsichtig zu verfahren. Schliefslich erreicht man einen Punkt, wo nach Entfernung des Tropfens nur eine sehr geringe Aetzung der Platte im reflectirten Lichte erkennbar ist.

Nachstehende Versuche mögen zur Erläuterung dienen:

1) 2 CC. verdünnte Schwefelsäure wurde mit 4 CC. kieselsaurer Natronflüssigkeit von solchem Natrongehalt (0,1 SiO_2 und 0,1 NaHO in 1 CC.) versetzt, dafs die Schwefelsäure nur in sehr geringem Ueberschufs blieb. Die Marmorplatte wurde unter sichtbarer, aber langsamer Kohlensäureentwicklung angegriffen.

2) 2 CC. verdünnte Schwefelsäure
4 CC. kieselsaure Natronflüssigkeit } wie bei No. 1.

Hierzu einige Tropfen Aetznatronflüssigkeit (0,01 Na HO in 1 CC.). Die Kohlensäureentwicklung auf der Marmorplatte ist nicht erkennbar, nach 5 Minuten dagegen sehr schwache Aetzung, namentlich in der Peripherie des Tropfens.

Haematoxylinlösung unverändert.

Blaues Lakmuspapier zuerst weinroth, dann stark geröthet.

Weinrothes Lakmuspapier sofort stärker geröthet; läfst man aber einen Tropfen auf diesem Papier unter einer Glasglocke eintrocknen, so zeigt sich auf der Rückseite der Tropfenstelle ein schwach blauer Ring. Dieselbe Erscheinung zeigt auch die durch Dialyse dargestellte Kieselsäurelösung; sie scheint eine Affinität der Kieselsäure für andere Säuren anzudeuten. Ich habe aber auch beobachtet, dafs reines schwefelsaures Natron, zuerst in angesäuertem und dann in reinem ammoniakfreiem Wasser umkrystallisirt, in gesättigter Lösung etwas alkalisch auf Lakmus reagirt; Haematoxylinlösung dagegen wurde nicht merklich afficirt.

3) 2 CC. verdünnte Schwefelsäure } wie bei No. 1.
4 CC. kieselsaure Natronflüssigkeit }

Hierzu 2 bis 3 Tropfen Aetznatronflüssigkeit mehr, als bei No. 2.

Aetzung der Marmorplatte nicht wahrnehmbar.

Haematoxylinlösung unverändert.

Blaues Lakmuspapier wird weinroth.

Schwach tingirtes weinrothes Lakmuspapier erst nach einigen Secunden sich stärker röthend; auf der Rückseite der Tropfenstelle sehr bald ein schwach blauer Ring.

4) 2 CC. verdünnte Schwefelsäure } wie bei No. 1.
4 CC. kieselsaure Natronflüssigkeit }

Hierzu 1 bis 2 Tropfen Aetznatronflüssigkeit mehr, als bei No. 3.

Haematoxylinlösung färbt sich blau.

Blaues Lakmuspapier wird schwach weinroth.

Schwach tingirtes weinrothes Lakmuspapier wird nach wenigen Augenblicken gebläut.

Ich habe die vorstehenden vier Gemische gleichzeitig benutzt, um auch die Zeit ihres Erstarrens zu beobachten:

1) Nach *drei Tagen* erschien die Lösung schwach opalisirend und dickflüssig; am Abend des vierten Tages bildete das Ganze eine weiche Gallerte. Beim Erhitzen zum Kochen entstand kein Gelatiniren.

2) Nach 12 *Stunden* war die vollkommen klare Flüssigkeit zu einer dickflüssigen Gallerte geronnen. Wurde eine kleine Quantität der klaren Flüssigkeit bis zum Kochen erhitzt, so trat das Gelatiniren schon nach wenigen Secunden ein.

3) In *wenigen Minuten* wurde die Flüssigkeit dicklich und erstarrte dann sehr schnell zu einer festen Gallerte.

4) Es bildete sich eine sehr feste Gallerte in so überaus kurzer Zeit, dafs die Haematoxylinlösung zu der noch sauren Flüssigkeit hinzugefügt werden mufste, um den Eintritt der Färbung beobachten zu können.

Da in No. 3 der Neutralisationspunkt offenbar erreicht war, die Flüssigkeit also nichts weiter enthielt, als Kieselsäure in löslicher Form und neutrales schwefelsaures Natron, so ergiebt sich, wie man das auch auf anderem Wege nachweisen kann, daſs reine *Kieselsäurelösung durch ein neutrales Salz fällbar ist.*

No. 4 lehrt, daſs *die Fällung durch überschüssiges Alkali auſserordentlich beschleunigt*, No. 1 und 2 dagegen, daſs *sie durch einen geringen Ueberschuſs von Säure verzögert wird.*

Die *Beschleunigung* hat in dem vorliegenden Falle ihren Grund offenbar in der Bildung eines eigenthümlichen Silicates (Liebig's Ann. Bd. 45, S. 40), das durch schwefelsaures Natron *leichter* gefällt wird als reine Kieselsäure, während die *Verzögerung* vielleicht durch die Bildung einer Verbindung von Kieselsäure mit Schwefelsäure veranlaſst wird — einer Verbindung, die durch schwefelsaures Natron *schwieriger* gefällt wird, als reine Kieselsäure.

Wie Schwefelsäure verhalten sich auch andere Säuren, so Salzsäure, Salpetersäure, Essigsäure, Weinsäure. *Die Verzögerung der Fällung nimmt durch einen gröſseren Zusatz von Säure nicht zu, sondern wieder ab.* Es zeigt sich dieses sehr deutlich aus folgenden Versuchen:

50CC. Schwefelsäure von 1,115 sp.G. bei 15° C. wurden zu 1 Litre verdünnt und mit 325 CC. einer verdünnten Lösung von kieselsaurem Natron so weit neutralisirt, daſs rothes Lakmuspapier nicht gebläut und blaues nur schwach geröthet wurde. Von diesen 1325 CC. wurden gemischt:

1)	132CC.	mit	10CC.	Wasser				
2)	132 „	„	9 „	„	u.	1CC.	Schwefels.	(1,115sp.G.
3)	132 „	„	8 „	„	„	2 „	„	„
4)	132 „	„	7 „	„	„	3 „	„	„
5)	132 „	„	6 „	„	„	4 „	„	„
6)	132 „	„	5 „	„	„	5 „	„	„
7)	132 „	„	0 „	„	„	10 „	„	„

Eine gewisse Quantität dieser sieben verschiedenen Gemische wurde in gut verschlossenen Gefäfsen bei Seite gestellt und nun die Zeit des Erstarrens täglich beobachtet.

1) gelatinirte vollständig in	12 Stunden
2 und 3) Die Ausscheidung begann bei beiden in nicht zu unterscheidender Stärke in	9 Monaten
4 und 5) Die Ausscheidung bei fünf deutlicher als bei vier in	$7\frac{2}{3}$ Monaten
6) Die Ausscheidung	$6\frac{2}{3}$ Monaten
7) Die Ausscheidung . . :	$4\frac{2}{3}$ Monaten.

Die Erstarrung der Gemische trat viel früher ein, wenn sie einer erhöhten Temperatur ausgesetzt wurden. Merkwürdiger Weise kehrt sich dann aber die Reihenfolge des Erstarrens um, so dafs No. 2 nur einige Tage früher gelatinirt, als No. 7. Es wurde nämlich von den bezeichneten Gemischen ein kleiner Theil sofort in Glasröhren eingeschmolzen und in einem Holzbottig der Einwirkung von circa 95°C. heifsen Wasserdämpfen ausgesetzt. Die Resultate waren folgende:

No. 2.	Klare, schwach opalisirende Gallerte in	1 Tag
No. 3, 4, 5.	Klare, schwach opalisirende Gallerte in	2 Tagen
No. 6.	Sehr weiche, beim Neigen leicht herabfliefsende Gallerte in . . .	3 Tagen
No. 7.	Gallertartige Flüssigkeit in . . Erst am fünften Tage wurde die Consistenz, wie bei No. 6.	4 Tagen

Wenn man die Bildung einer Verbindung von flüssiger Kieselsäure mit Schwefelsäure zugiebt, so liefse sich das vorstehende Verhalten dadurch erklären, dafs jene Verbindung beim Erhitzen in flüssige Kieselsäure und Schwefelsäure zerfällt und dafs dann also schwefelsaures Natron und Schwefelsäure nur auf Kieselsäure allein einwirkt.

Dafs beim Mischen einer alkalischen Kieselsäurelösung

mit einer Säure der Verdünnungsgrad der Flüssigkeiten von gröſstem Einfluſs auf die Abscheidung der Gallerte ist, darf ich, als hinlänglich bekannt, nicht besonders nachweisen.

Der Ausscheidung der Kieselsäuregallerte pflegt stets eine schwache Opalisirung voranzugehen, die je nach der Concentration der Flüssigkeit bis zu einem gewissen Grade zunimmt. Es tritt alsdann bei sauren Flüssigkeiten — bei gewöhnlicher oder erhöhter Temperatur — ein Zeitpunkt ein, wo bei völliger Dünnflüssigkeit eine groſse Menge durchsichtiger, formloser, auſserordentlich leicht übersehbarer Flöckchen abgeschieden wird, die jedoch beim Umschütteln an der inneren Wandung des Glases, indem sie träger als die Flüssigkeit herabgleiten, erkannt werden können. Diese Flöckchen vereinigen sich in stark verdünnten Flüssigkeiten nach und nach zu einem Absatz, der endlich Klumpen bildet; in concentrirteren Flüssigkeiten aber entsteht eine zusammenhängende, mehr oder weniger feste bis dröhnende Gallerte; diese contrahirt sich schlieſslich und zeigt auf ihrer Oberfläche, je nach ihrer Consistenz eine mehr oder weniger starke Schicht klarer Flüssigkeit.

Es ist schwierig, die Gallerte durch Auswaschen von den fremden Bestandtheilen völlig zu befreien. Hat man sie durch einen Ueberschuſs von Salzsäure — was wohl am zweckmäſsigsten erscheint — abgeschieden, so muſs das Waschen nicht allein so lange fortgesetzt werden, bis das Waschwasser keine Reaction mit Silber zeigt, sondern auch so lange, bis ein Theil der Gallerte durch Zusatz von Ammoniak, Abdampfen bis zur Trockne und Aufnahme des Rückstandes mit Wasser keine Chlorreaction liefert.

In einer kleinen Arbeit, die 1855 in der Zeitschrift der deutschen geologischen Gesellschaft unter dem Titel: „Vorläufige Mittheilungen über Kieselsäurehydrat und die Bildungsweise des Opals und Quarzes" veröffentlicht wurde, habe ich gezeigt, daſs eine gut ausgesüſste Kieselsäuregallerte sich verflüssigt, wenn man sie in zugeschmolzenen Glasröhren längere Zeit im Wasserbade erhitzt. Der Ge-

halt einer solchen Flüssigkeit wechselt natürlich, je nach der Consistenz der verwendeten Gallerte; so fand ich in 100 Theilen 1,96 — 2,49 — 3,82.

Ich zeigte, daſs eine solche Lösung durch Alkohol nicht gefällt wird, daſs concentrirte Salzlösungen ein Gelatiniren bewirken, daſs sie bei freiwilligem Abdunsten dick syrupartig wird, dann zu einer weichbrüchigen durchsichtigen Masse erstarrt und durch weiteres Austrocknen hartbrüchige durchsichtige Platten bildet etc.

Schon damals erwähnte ich, daſs es nicht möglich sey, durch Abdampfen krystallisirte, wasserfreie Kieselsäure darzustellen.

Später wurden diese Versuche in folgender Weise ausgedehnt: Es wurde die in angegebener Weise dargestellte Kieselsäurelösung in einem schmalen Reagensgläschen in dem freien Raum einer circa 8 Litre haltenden und zur Hälfte mit englischer Schwefelsäure angefüllten Flasche vermittelst eines gut schlieſsenden Korkes aufgehängt. Nach 5 *Monaten* war die Lösung so weit abgedampft, daſs sie zu einer sehr beweglichen, vollkommen klaren Gallerte erstarrte; auf dem Boden des Reagensgläschen lagen kleine Blättchen und spieſsartige Bruchstücke von Kieselsäure, die von der Glaswandung herabgefallen waren. Der Inhalt wurde endlich schwerflüssig und trocknete dann zu durchsichtigen Blättchen ein. Eine Krystallbildung war durch das Mikroskop, auch unter Anwendung polarisirten Lichtes, nicht wahrzunehmen.

Ein zweiter Versuch wurde in der Weise angestellt, daſs die Kieselsäurelösung mit Kohlensäure gesättigt und auch die Luft der Schwefelsäureflasche durch Kohlensäure verdrängt wurde. Das Ganze wurde dann an einem kühlen Orte unter zeitweiliger Erneuerung der Kohlensäure bei Seite gestellt. Es geschah diese Abänderung, weil gallertartige Kieselsäure in kohlensäurehaltigem Wasser weniger löslich ist, als in reinem Wasser. Die so behandelte Kieselsäurelösung war nach Verlauf von 14 *Monaten* auf ein geringes Volumen abgedunstet und erschien nun

gallertartig. Die Gallerte zerklüftete, wurde weiſslich und trocknete endlich zu unregelmäſsigen, durchsichtigen Blättchen ein. Auch jetzt war keine Spur von Krystallisation zu erkennen.

Eine recht feuchte, reine Kieselsäuregallerte derselben Behandlung unterworfen, war nach 10 *Monaten* zu opalartig durchscheinenden gröſseren Stücken zusammengetrocknet, die stark der Zunge adhärirten, durch Befeuchten milchweiſs wurden und dabei Risse erhielten. Ihre Härte schien etwas bedeutender zu seyn, als die der gewöhnlichen durch Abdunsten der freien Luft erhaltenen Kieselsäure; die Bruchfläche war fast glänzend.

Wurde Kieselsäurelösung mit etwas Salzsäure versetzt und auf einem groſsen Uhrglase über Schwefelsäure abgedampft, so resultirten groſse durchsichtige Blättchen mit schneckenförmig gewundenen oder fast kreisförmigen Rissen auf der Oberfläche, die jedoch auch beim Eintrocknen reiner Kieselsäurelösungen auftreten. Der Versuch hatte *einen Monat* gedauert. Auch hier konnte nichts Krystallinisches wahrgenommen werden.

Durch einen besonderen Vorversuch war ferner festgestellt worden, daſs die durch Erhitzen in zugeschmolzenen Kölbchen dargestellte Kieselsäurelösung durch Hineinpressen von Kohlensäure bis auf 7 Atmosphären Druck und durch ein mehrtägiges Verweilen unter einem solchen Druck keine Veränderung zeige. Es wurde nun ein kupferner, circa 6 Litre haltender, mit Manometer versehener Cylinder zu $\frac{2}{3}$ mit Chlorcalcium gefüllt und darin ein kleines, mit Papier lose überdecktes, Kieselsäure enthaltendes Bechergläschen aufgestellt. Nach Verdrängung der atmosphärischen Luft durch Kohlensäure wurde letztere bis zu 6 Atmosphären Druck hineingepreſst. Nach $6\frac{1}{3}$ *Monaten* hatte die Spannung auf 5 Atmosphären nachgelassen. Der Apparat, der an einem gleichmäſsig kühlen Orte gestanden, wurde nun auseinander genommen. Es zeigte sich, daſs die Verdampfung bei diesem Druck auſserordentlich langsam statt-

gefunden hatte; noch circa $\frac{1}{3}$ des ursprünglichen Volumens war in dem Bechergläschen vorhanden. Sowohl an der Wandung des Glases, wie in der opalisirenden noch leicht beweglichen Flüssigkeit war nichts vorhanden, was auf eine Krystallisation hindeutete; die schwachen ringförmigen Abscheidungen von Kieselsäure an der inneren Glaswandung waren von derselben Beschaffenheit, wie die beim Abdampfen unter gewöhnlichem Luftdruck gebildeten; sie erschienen amorph und durchsichtig. —

Im Jahre 1861 zeigte Graham (Pogg. Ann. Bd. 114 S. 187) die Darstellung von Kieselsäure in flüssiger Form durch Dialyse. Einige Angaben über das Verhalten dieser Flüssigkeit (Liebigs Ann. Bd. 45 S. 36) standen jedoch im Widerspruch mit dem, was ich an meiner eignen Kieselsäureflüssigkeit beobachtet hatte und veranlaſste mich daher zu einer erneuten Durchsicht. Zunächst fand ich, daſs auch meine Lösung, wie wohl nur sehr schwach sauer auf blaues Lakmuspapier reagire [1]).

Wurde ein Tropfen meiner Lösung auf *rothes* Lakmuspapier gebracht, so bildete sich nach und nach in der Peripherie des Tropfens eine bläuliche Färbung, die sich endlich bis zur Mitte erstreckte, beim Eintrocknen aber fast vollständig wieder verschwand.

Wurde die Kieselsäurelösung mit einer verdünnten Haematoxylinlösung versetzt, so blieb sie zuerst farblos; nach einiger Zeit wurde sie aber blau und endlich roth; die rothe Flüssigkeit wurde durch weiteren Zusatz von Haematoxylin noch intensiver gefärbt. Diese Haematoxylinreaction brachte nun Licht in das Ganze. Offenbar enthielt die nach meiner Methode dargestellte Kieselsäurelösung eine sehr geringe Menge Alkali und diese konnte nur durch eine Zersetzung des Glases während des Erhitzens in die Flüssigkeit gelangt seyn. Um dieses durch directen Versuch zu bestätigen, wurde zuvörderst destillir-

1) Kieselsäuregallerte, lufttrockne Kieselsäure, sowie geglühte amorphe Kieselsäure, letztere beide unter Zufügung eines Tropfen Wassers, röthen das Lakmuspapier überraschend stark.

tes Wasser in eine Kali- und in eine Natronglasröhre eingemolzen und drei Tage lang in derselben Weise erhitzt, wie es früher mit der Gallerte geschah. Geöffnet zeigte das Wasser eine stark alkalische Reaction; doch war die der Kaliröhre weniger auffallend. Es wurde ferner in eine vollkommen dicht verschliefsbare kleine Zinnbüchse dünnflüssige Kieselsäuregallerte gethan und diese drei Tage lang in Wasserdämpfen von nahezu 100° C. erhitzt. Beim Oeffnen der Büchse zeigte sich die Gallerte *nicht* verflüssigt; wurde dieser Versuch aber so abgeändert, dafs man zu der Gallerte einige Stückchen einer Natronglasröhre legte, so war sie nach dreitägigem Erhitzen vollständig verschwunden. Die entstandene Flüssigkeit opalisirt, wie das auch bei den früheren Lösungen mehr oder weniger der Fall war und erzeugte sogar auf rothem Lakmuspapier einen sehr deutlichen blauen Fleck; die Lösung enthielt also mehr Natron, als die früheren, offenbar deshalb, weil die Angriffsfläche des Glases eine gröfsere geworden. Läfst man übrigens eine etwas Alkali haltige dünnflüssige Gallerte Monate lang bei gewöhnlicher Temperatur unter öfterem Umschütteln stehen, so entsteht ebenfalls eine vollständige Lösung. Dafs Glas durch kochendes Wasser angegriffen wird, ist zwar eine bekannte Thatsache; ich mufs aber gestehen, dafs die Leichtigkeit, mit der es geschieht, mir vollkommen überraschend war. Nun wurde mir auch sofort ein zweiter Irrthum in meinen 1855 publicirten vorläufigen Mittheilungen klar. Ich theilte darin mit, dafs die mit Bindfaden umwickelten, mehrere Tage lang in Brunnenwasser erhitzten Glasröhren auf ihrer Oberfläche einen erhabenen, vollkommen durchsichtigen, harten, in Kalilauge unlöslichen Abdruck des Bindfadens zeigten und erklärte diesen Abdruck für eine Quarzbildung. Nach dem Vorstehenden war zu vermuthen, dafs diese Abbildung des Bindfadens mit seinen Windungen und Fäserchen nichts weiter sey, als ein *Haut-relief* von Glas, dadurch erzeugt, dafs alle freien Glasstellen vollständig glatt abgeätzt wur-

den, während die von der Substanz des Bindfadens geschützten Stellen unversehrt blieben. Das von mir benutzte Brunnenwasser enthielt aber, wie ich schon damals zeigte, auch geringe Mengen kohlensauren Alkalis und es mufste schon deshalb eine Aetzung des Glases in nicht unerheblichem Grade eintreten. Eine nachträgliche Untersuchung der betreffenden Stellen im polarisirten Lichte zeigte dann auch, dafs eine Doppelbrechung nicht vorhanden sey.

In einer Abhandlung aus dem Jahre 1864 (Pogg. Ann. Bd. 123, S. 538) weist auch Graham die allmälige Verflüssigung gelatineuser Kieselsäure durch sehr kleine Mengen Alkali nach. Er erhielt bei 100° C. in 60 Minuten durch 1 Theil kaustischen Natrons und 10000 Th. Wasser eine Lösung von Kieselsäuregallerte, die 200 Th. trockner Säure entsprach. —

Zur Darstellung der Kieselsäuregallerte vermittelst Dialyse habe ich in der Regel ein Gemisch von

30 CC. Natronsilicatflüssigkeit (10 Proc. SiO_2 und 10 Pr. $NaHO$).
10 CC. Salzsäure (1,124 p. sp. bei 15° C.).
20 CC. Wasser

angewendet; dasselbe enthielt also 5 Proc. Kieselsäure.

Eine Marmorplatte wurde nur schwach geätzt.

Nach drei bis vier Tagen pflegt die Kieselsäureflüssigkeit entweder keine, oder zweifelhafte Trübung mit Silber zu geben — zweifelhaft, weil salpetersaures Silber gelatinirend einwirkt. Wurde jedoch ein Theil der Flüssigkeit eingedampft und der Rückstand mit Wasser digerirt, so erhielt ich stets, mochte die Flüssigkeit auch 10 bis 12 Tage lang dialysirt worden seyn, eine deutliche, wenn auch sehr geringe und erst nach einiger Zeit auftretende Reaction auf Chlor. Ich bin daher der Meinung, dafs man die Graham'sche Lösung zwar recht rein, jedoch nie vollkommen frei von fremden Bestandtheilen erhalten kann. Ist der Gehalt an Verunreinigungen sehr gering, so erhält man beim Abdampfen im Wasserbade durchsichtige, durchaus amorphe

Plättchen; bei etwas stärkerer Verunreinigung zeigen sie hier und da weifsliche Stellen. Von dem Grade der Reinheit scheint wohl auch hauptsächlich die bald in längerer, bald in kürzerer Zeit eintretende Erstarrung einer Kieselsäurelösung abzuhängen; so habe ich eine Flüssigkeit von 1,37 Proc. Kieselsäure beobachtet, die erst nach 5 Jahren dickflüssig geworden und mit Wasser nach einigem Umrühren noch eine vollkommen klare Lösung gab.

Der Gehalt der dialysirten Flüssigkeit an Kieselsäure fand ich in einem Falle nach dreitägiger Einwirkung zu 4,49 Proc. Bei längerer Behandlung verringerte sich derselbe auf 1,5 Proc., während das Volumen der Flüssigkeit sichtlich zunahm. Man kann solche verdünnte Lösungen durch Abdampfen leicht concentriren, doch mufs man dabei rühren, weil sonst die Bildung einer durchsichtigen Haut erfolgt.

Ueber das Verhalten der Graham'schen Lösung beobachtete ich Folgendes:

Sie reagirt gegen blaues Lakmuspapier sehr deutlich sauer. Das rothe Lakmuspapier färbt sich bei längerem Verweilen eines Tropfens auf der unteren Seite schwach bläulich; bei völligem Eintrocknen verschwindet jedoch diese Färbung. Haematoxylinlösung bleibt unverändert und eine Marmorplatte wird nicht geätzt.

0,05 CC. *Kochsalzlösung* (bei gewöhnlicher Temperatur gesättigt) gemischt mit 1 Cubikc. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. bewirkt in etwa $\frac{1}{4}$ Stunde Pectisation. Durch Kochen tritt sofortige Erstarrung ein. Auf Zusatz von etwas Salzsäure bleibt das Gelatiniren aus und selbst durch Aufkochen der Flüssigkeit tritt erst nach vielen Stunden Gallertebildung ein.

0,1 CC. Glaubersalzlösung (30 Proc. kryst. Salz) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. In 18 Stunden feste opalisirende Gallerte. —

0,1 CC. Glaubersalzlösung (30 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. In 18 Stunden feste opalisirende Gallerte. —

0,1 CC. Glaubersalzlösung (30 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 2,6 Proc. In 18 Stunden eine dröhnende feste opalisirende Gallerte.

0,1 CC. Glaubersalzlösung (30 Proc.) mit 0,05 CC. Natronlauge (1 Proc. NaHO) und 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. opalisirt sehr bald und bildet in wenigen Minuten eine steife Gallerte.

0,1 CC. Glaubersalzlösung (30 Proc.) mit 0,05 CC. Sodalösung (1 Proc. kryst.) und 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. zeigt dieselben Erscheinungen.

0,1 CC. Glaubersalzlösung (30 Proc.) mit 0,05 Ammoniakflüssigkeit (4 Proc. NH_3) und 1 Cubikc. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. opalisirt sehr bald, giebt aber nur eine weiche Gallerte.

0,1 CC. Sodalösung (bei gewöhnlicher Temperatur gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. Es scheiden sich beim Hineintröpfeln der Sodalösung Gallertklümpchen aus, die sich beim Umschütteln lösen. In 16 Tagen weiche opalisirende Gallerte.

0,1 CC. Sodalösung (bei gewöhnlicher Temperatur gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 2,6 Proc. Es scheiden sich beim Hineintröpfeln der Sodalösung Gallertklümpchen aus, die sich beim Umschütteln nicht lösen. In 18 Stunden Alles gelatinirt.

0,1 CC. Sodalösung (10 Proc. kryst. Salz) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. bleibt dünnflüssig, gelatinirt auch nicht durch Aufkochen. Wurde Kohlensäure durchgeleitet, so entstand in 2 Tagen eine feste Gallerte.

0,1 CC. Sodalösung (10 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. bleibt dünnflüssig, gelatinirt nicht durch Aufkochen. Kohlensäure bewirkt in 24 Stunden eine feste Gallerte.

0,1 CC. Sodalösung (10 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 2,6 Proc. bleibt dünnflüssig. Aufkochen ändert nichts. Durch Kohlensäure in 18 Stunden feste Gallerte.

0,1 CC. Sodalösung (1 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. bleibt dünnflüssig.

0,1 CC. Sodalösung (1 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 2,6 Proc. bleibt dünnflüssig.

0,1 CC. Sodalösung (0,1 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. bleibt dünnflüssig.

0,1 CC. Sodalösung (0,1 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 2,6 Proc. bleibt dünnflüssig.

0,1 CC. Gypslösung (bei gewöhnlicher Temperatur gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. In 12 Tagen flüssige, schwach opalisirende Gallerte.

0,1 CC. Gypslösung (bei gewöhnlicher Temperatur gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. In 40 Stunden sehr weiche, schwach opalisirende Gallerte.

0,1 CC. Gypslösung (bei gewöhnlicher Temperatur gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 2,6 Proc. In 2½ Tagen feste, schwach opalisirende Gallerte.

0,1 CC. Lösung von doppeltkohlensaurer Kalkerde (bei gew. Temp. gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. In 12 Stunden weiche, schwach opalisirende Gallerte.

0,2 CC. Lösung von doppeltkohlens. Kalkerde (bei gewöhnl. Temp. gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. Es entsteht schwache Opalisirung, jedoch in 5 Monaten noch dünnflüssig.

0,2 CC. Lösung von doppeltkohlens. Kalkerde (bei gew. Temp. gesättigt) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 2,6 Proc. In 2 Tagen feste, schwach opalisirende Gallerte.

Kohlensäure mehrere Minuten lang durch Kieselsäurelösung von 1,37 — 1,45 — 2,6 Proc. geleitet bewirkt keine Veränderung.

0,1 CC. verdünnte Schwefelsäure (40 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,37 Proc. In 23 Tagen opalisirende weiche Gallerte. Aufkochen beschleunigt die Ausscheidung kaum merklich. Durchleiten von Kohlensäure ändert nichts.

0,1 CC. verdünnte Schwefelsäure (40 Proc.) mit 1 CC. Kieselsäurelösung von 1,45 Proc. In 21 Tagen schwach

opalisirende weiche Gallerte. Aufkochen, oder Kohlensäure ändert nichts.

Aehnlich wie Schwefelsäure verhalten sich Salzsäure, Salpetersäure, Essigsäure; letztere scheint jedoch weniger wirksam zu seyn.

So unvollständig die vorstehende Versuchsreihe ist, so bestätigt sie doch offenbar die Seite 93 erwähnten Verhältnisse. Die kohlensauren Alkalien scheinen aber eine Ausnahme von den neutralen Salzen zu bilden, insofern durch Hineinleiten von Kohlensäure sehr leicht Pectisation hervorgerufen wird. Auffallend ist ferner die bedeutende Abscheidungsfähigkeit des Chlornatriums und die Wirkungslosigkeit der freien Kohlensäure. Graham hat namentlich in Betreff der kohlensauren Alkalien und der Kohlensäure abweichende Resultate erhalten. Ob diese Differenz von einer gröfseren Concentration seiner Kieselsäurelösungen, oder von einem Gehalt an fremden Bestandtheilen herrühre, mufs ich für jetzt dahingestellt seyn lassen. —

Um die Form der Kieselsäure bei ihrer allmäligen Abscheidung aus *stark alkalischen* Lösungen zu bestimmen, habe ich folgende Versuche angestellt:

Eine Lösung von kieselsaurem Natron wurde mit einer gesättigten Kochsalzlösung gemischt und der entstandene Niederschlag durch Zusatz von etwas Aetznatron gelöst. Dieses Gemisch wurde, vor Staub möglichst geschützt, in einem nicht völlig verschlossenen Gefäfse bei Seite gestellt. Nach Verlauf von einem Jahre hatten sich an der Wandung des Gefäfses scheinbar krystallinische Ablagerungen gebildet. Sie wurden abgestofsen, ausgesüfst und nach der Digestion mit Salzsäure ausgewaschen. Das Aussehen dieser Abscheidungen hatte sich nach dieser Behandlung nicht geändert. Auf einer Glasplatte gerieben, ritzten sie dieselbe nur sehr schwach. Unter dem Mikroskop erschienen sie als knollige, traubenförmige, durchsichtige Conglomerate, die *nicht* auf das polarisirte Licht wirkten.

Es wurde dieser Versuch in etwas gröfserem Maafs-

stabe wiederholt. Das Gemisch bestand aus 50 CC. dickflüssiger Natronsilicatlösung und 500 CC. gesättigter Kochsalzlösung mit einem genügenden Zusatz von Natronlauge.

Nach Verlauf von 4¼ Jahren zeigte sich namentlich auf dem Boden des Gefäſses auſser groſsen Kochsalzwürfeln eine bedeutende Ausscheidung. An den Wänden des Glases befanden sich Ablagerungen, die unter dem Mikroskop als Platten und als traubige, knollenartige, oder auch schwammähnliche Massen erschienen. Es wurde der ganze Inhalt des Gefäſses auf ein Filtrum gebracht und mehrere Tage hindurch mit heiſsem Wasser ausgewaschen. Die Masse verlor dabei sehr merklich an Volumen und reagirte stets alkalisch. Nach mehrtägiger Maceration mit Normalnatronlauge und schlieſslicher Digestion mit Salpetersäure war die Menge des ausgewaschenen Rückstandes verschwindend klein. Unter dem Polarisationsmikroskop zeigten sich zwar alle Theilchen desselben doppeltbrechend, unterschieden sich aber in Nichts von jenen Partikeln, welche man erhält, wenn man den Staub der Stuben in derselben Weise behandelt.

Wird frische Kieselsäuregallerte zwischen Flieſspapier stark mit der Hand gepreſst, bis sie kaum noch Feuchtigkeit an dasselbe abgiebt, so stellt sie eine durchscheinende, rissige, leicht zerbröckelnde Masse dar, die in Wasser gebracht, wieder aufquillt und durch Glühen etwa 90 Proc. an Gewicht verliert. In einer gut wirkenden Presse behandelt, verringert sich das Volumen sehr bedeutend; beim Herausnehmen aus der Papierhülle zerfällt sie in kleine Körnchen, die selbst bei längerem Stehen mit Wasser nicht wieder erweichen; durch Glühen entstand dann nur ein Verlust von etwa 60 Proc. Ueberläſst man reine Kieselgallerte dem allmählichen Eintrocknen bei gewöhnlicher Temperatur, so erlangt sie bald eine knorpelartige, brüchige Beschaffenheit, die sie in Wasser selbst nach vielen Jahren ganz unverändert beibehält. Nach weiterem

Eintrocknen, wobei das Volumen aufserordentlich schwindet, zerfällt sie in mehr oder weniger grofse Stücke von opalartigem Bruch, die das Glas nicht ritzen. Es ist nicht möglich, eine constante Zahl für den Wassergehalt dieser lufttrocknen Kieselsäure zu erhalten, wie aus den nachfolgenden Gewichtsbestimmungen, die einen Zeitraum von 35 Tagen umfassen, hervorgeht. Die Kieselsäure wurde in senfkorngrofsen Stücken angewendet. Der Feuchtigkeitsgehalt der Luft konnte leider nicht berücksichtigt werden:

Tag	Temperatur Celsius	Gewicht der Kieselsäure	Tag	Temperatur Celsius	Gewicht der Kieselsäure	Tag	Temperatur Celsius	Gewicht der Kieselsäure
1	12,5	5,702	13	15,0	5,754	25	18,1	5,721
2	13,5	5,710	14	16,0	5,754	26	19,0	5,716
3	13,5	5,715	15	17,0	5,753	27	17,8	5,716
4	12,0	5,720	16	15,8	5,751	28	20,0	5,719
5	16,2	5,725	17	17,1	5,750	29	22,2	5,721
6	14,3	5,731	18	18,3	5,750	30	20,5	5,719
7	14,7	5,735	19	15,7	5,749	31	22,7	5,719
8	15,1	5,739	20	17,5	5,746	32	21,5	5,718
9	16,6	5,746	21	19,5	5,740	33	22,2	5,714
10	17,0	5,751	22	15,7	5,731	34	21,0	5,709
11	14,8	5,752	23	18,1	5,726	35	20,0	5,697
12	16,1	5,752	24	18,1	5,726			

Durch Glühen verschiedener Mengen lufttrockner, amorpher Kieselsäure wurde der Wassergehalt zu 11,58 — 12,30 — 14,03 — 14,37 Proc. gefunden; im Durchschnitt also 13,07 Proc. Die Formel $H_2 Si_2 O_5$ verlangt 13,04 Proc.

Wurde amorphe Kieselsäure im Wasserbade bei 100° C. getrocknet und dann von 170° C. ab nach und nach bis 350° C. im Luftbade erhitzt, so zeigten sich folgende Gewichtsveränderungen:

Zeitdauer	Temperatur	Gewicht	Gewicht-Differenz
9 Stunden	100° C.	4,171	
10 „	100° C.	4,171	
12 „	170 — 180° C.	4,097	0,074
11 „	200 — 210° C.	4,090	0,007
6 „	245 — 255° C.	4,080	0,010
8 „	290 — 310° C.	4,063	0,023
10 „	330 — 350° C.	4,052	0,011
	Nach dem Glühen	3,952	0,100

Der ganze Wassergehalt der bei 100° C. getrockneten Kieselsäure betrug also 5,25 Proc. und davon wurde bei etwa 300° C. noch fast die Hälfte zurückgehalten.

In zwei anderen Versuchen fand ich den Wassergehalt der bei 100° C. im Wasserbade getrockneten Kieselsäure zu 5,42 — 5,33 Proc.

Im Durchschnitt dieser drei Bestimmungen 5,33 Proc.

Die Formel $H_6 Si_{16} O_{35}$ verlangt 5,32 Proc.

Die über Schwefelsäure getrocknete Kieselsäure zeigte nach dem Glühen einen Verlust von: 4,75 — 4,58 — 4,57 — 4,67 Proc., im Durchschnitt also 4,64 Proc. Die Formel $H_2 Si_6 O_{13}$ verlangt 4,76 Proc.

Wurde das Trocknen über Schwefelsäure im luftverdünnten Raume vorgenommen, so resultirte ein Verlust von 4,38 — 4,27 Proc.; im Durchschnitt 4,32 Proc. Die Formel $H_6 Si_{20} O_{43}$ erfordert 4,30 Proc. Wird die bei 100° C. getrocknete Kieselsäure mit concentrirter Schwefelsäure übergossen, so tritt bedeutende Wärmeentwicklung auf. 9,26 Kieselsäure mit dem 11 fachen Schwefelsäure erhöhte die Temperatur von 20° C. auf 33°,5 C.

Kocht man die so behandelte Kieselsäure unter oft erneuertem Wasser so lange aus, bis sie nach mehrtägigem Stehen mit Wasser keine Spur von Schwefelsäure zeigt und trocknet sie dann an der Luft, so zeigt sich nach dem Glühen ein Verlust von 14,7 Proc; trocknet man sie

über Schwefelsäure, so beträgt der Glühverlust 4,25 — 4,42 Proc.; im Durchschnitt 4,33 Proc., was auf die Formel $H_6 Si_{20} O_{43}$ hinweist. Braucht man aufser Schwefelsäure noch die Luftpumpe, so wurde durch Glühen ein Verlust von 3,86 — 3,80 Proc. erhalten, was der Formel $H_6 Si_{22} O_{47}$ = 3,93 Proc. ziemlich nahe käme.

Bestätigen sich die mitgetheilten Formeln, so hätte man folgende Reihe:

$$\begin{array}{ll} H_2 Si_2 O_5 & — H_6 Si_6 O_{15} \\ & H_6 Si_{16} O_{35} \\ H_2 Si_6 O_{13} & — H_6 Si_{18} O_{39} \\ & H_6 Si_{20} O_{43} \\ & H_6 Si_{22} O_{47}. \end{array}$$

Trockne Kieselsäure, wenn frei von salzartigen Beimengungen, ist durchscheinend bis durchsichtig, besitzt aber in der Regel einen grauen Farbenton. Befeuchtet man sie mit Wasser und läfst dasselbe bei gewöhnlicher Temperatur abdunsten, so erscheint ein Stadium, wo die Kieselsäure porzellanartig weifs aussieht; bei weiterem Abdunsten tritt jedoch das frühere Aussehen wieder vollständig ein. Dieselbe Eigenschaft zeigt auch die geglühte Kieselsäure. Beobachtet man das Weifswerden an lamellenartigen Objecten unter dem Mikroskop, so sieht man, dafs dieser Prozefs gleichsam ruckweise vor sich geht: es treten plötzlich inselartig rauchfarbene Flecken mit fein verästelten Rändern auf, diese mehren sich, werden dunkler und gehen schliefslich in einander über. Das Klarwerden solcher porzellanartigen Stücke erfolgt dagegen nicht ruckweise; es werden alle Stufen von Undurchsichtigkeit durch dunkle und helle Rauchfärbung bis zur Durchsichtigkeit allmählig durchschritten. Offenbar ist Porösität Grund dieser Erscheinung. Sind die Poren durch Abdunsten des Wassers nur zum Theil gefüllt, so müssen ähnliche optische Erscheinungen, wie bei jeder Schaumbildung eintreten. Dieselbe Wirkung wie Wasser übt auch jeder andere flüchtige, flüssige Körper aus, z. B. Alkohol, Aether, Benzin.

Um zu ermitteln, wieviel Wasser erforderlich sey, um das porzellanartige Aussehen der lufttrocknen Kieselsäure hervorzurufen, wurde sie im zerkleinerten Zustande vollständig angefeuchtet und dann zwischen Fliefspapier ausgebreitet. Als der Rand der Kieselsäureschicht durchsichtig zu werden anfing, wurde aus der Mitte ein gewisses Quantum abgewogen und so lange bei Seite gestellt, bis die ursprüngliche Durchsichtigkeit eintrat und wiederholte Wägungen eine annähernd constante Zahl gaben. Es wurden auf diese Weise 33,6 Proc. Waser gefunden.

Wirft man lufttrockne oder geglühte Kieselsäure in heifses Wasser, so sieht man unter anfänglichem Zischen eine Menge kleiner Luftblasen aufsteigen. Dieses veranlafste mich festzustellen, ob Kieselsäure ähnlich wie Kohle und Platin eine Condensation von Gasen, oder gar eine Oxydation z. B. des Alkohols herbeiführen könne. Die Resultate fielen verneinend aus, doch wäre es immerhin möglich, bei Anwendung gröfserer Massen und schärferer Untersuchung ein schwaches Condensationsvermögen zu constatiren.

Gegen Pigmentlösung verhielt sich lufttrockne Kieselsäure indifferent, nach dem Glühen jedoch trat ganz deutlich schwache Entfärbung von Caramellösung ein.

Die geglühte Kieselsäure zeigt gegen Wasser ein vollständig verändertes Verhalten. Mit Wasser befeuchtet und bei gewöhnlicher Temperatur getrocknet, wurde nach dem Glühen nur ein Verlust von 9,36 — 9,94 — 10,21 Proc., im Durchschnitt 9,8 Proc. gefunden. Die befeuchtete Säure im Wasserbade bei 100° C. getrocknet, gab nach dem Glühen einen Verlust von 1,76 — 1,79 — 1,86 — 1,62 — 1,65 — 1,68 — 1,70 Proc.; im Durchschnitt 1,72 Proc.

Befeuchtete Säure über Schwefelsäure getrocknet zeigte nach dem Glühen einen Verlust von 1,41 — 1,34 — 1,35 — 1,33 Proc.; im Durchschnitt 1,35 Proc.

Die geglühte Kieselsäure ist übrigens in Wasser nicht ganz unlöslich. Es wurden 12,0 mit kleinen Quantitäten Wasser circa 20 mal in einer silbernen Schale ausgekocht,

so dafs die ganze Menge der sorgfältig filtrirten Flüssigkeiten etwa 1 Liter betrug. Nach dem Abdampfen wurde ein geringer Rückstand erhalten, der mit Soda vor dem Löthrohre eine klare braungefärbte Perle gab und mit Fluorammonium im Platintiegel erhitzt bis auf einen nicht bestimmbaren, sehr kleinen Rest sich verflüchtigte. Eine quantitative Bestimmung soll später vorgenommen werden.

Breslau, Februar 1872.

IV. *Akustische Versuche zum Erweise, dafs die Wellenlänge eines sich fortbewegenden schwingenden Körpers verschieden ist von derjenigen, welche derselbe vibrirende Körper ohne Ortsveränderung hervorbringt;*

von Alfred M. Mayer,

Ph. Dr., Professor der Physik am Stevens Institut der Technologie zu Hoboken, New-Jersey, Vereinigt. Staat.

Der Apparat.

Ich verschaffte mir vier mit Resonanzkästchen versehene Stimmgabeln, welche den Ton $ut_3 = 256$ Schwingungen die Sekunde anschlugen, und bezeichnete dieselben als No. 1, 2, 3 und 4. No. 1 und 2 wurden mittelst eines später zu beschreibenden Verfahrens vollkommen *unisono* gemacht.

No. 1 wurde dann vor eine Laterna magica gestellt und zwar so, dafs eine kleine mittelst eines seidenen Fadens aufgehängte Korkkugel (6^{mm} Durchmesser) eine Zinke der Stimmgabel kaum berührte. Das Bild der Stimmgabel und des Kügelchens wurde sodann auf einen Schirm geworfen.

Die eine Zinke von No. 3 wurde so lange mit Wachs beladen, bis die Gabel zwei Stöfse in der Sekunde mit No. 1 und No. 2 gab.

Die Zinken von No. 4 wurden so lange abgefeilt, bis diese Gabel ebenfalls zwei Stöfse mit 1 oder 2 gab. No. 4 gab also zwei Schwingungen in der Sekunde mehr als No. 1, während No. 3 deren zwei weniger in der Sekunde gab als No. 1.

Die Versuche.

In den Experimenten 1 bis 7 incl. blieb Stimmgabel No. 1 mit dem Korkkügelchen, welches die eine Zinke leise berührte, vor der Laterne.

Exp. 1 Gabel No. 2 festgeschraubt auf ihrem Kästchen wurde in einer Entfernung von 30 bis 60 Fufs von No. 1 in der Hand gehalten und zum Tönen gebracht; die Kugel wurde von Gabel No. 1, welche mit 2 *unisono* vibrirt, abgestofsen.

Exp. 2. Ich stellte mich 30 Fufs von No. 1 ab und hielt die eingeschraubte Gabel No. 2 in der einen und ihr Kästchen in der anderen Hand. Dann ging ich schnell auf Gabel No. 1 zu; sobald ich in gleichförmiger Bewegung war, setzte ich die Gabel auf ihr Kästchen und nahm sie wieder weg gerade bevor ich stehen blieb. Obgleich ich dabei nur noch einen Fufs von No. 1 entfernt war, blieb die Korkkugel vollständig ruhig.

Exp. 3. Diesmal ging ich wieder auf No. 1 zu, wie in Exp. 2, nahm jedoch die Gabel nicht wieder von ihrem Kästchen weg, nachdem ich sie einmal darauf gesetzt hatte. Die Kugel blieb vollkommen ruhig bis ich stehen blieb; in demselben Augenblicke aber sprang sie von der Gabel ab. Ein Gehülfe, der das Ohr nahe an das Resonanzkästchen hielt, während er mit dem Auge den Schirm beobachten konnte, berichtete dafs, in dem Augenblicke, wo ich stehen blieb, die Gabel No. 1 tönte und die Kugel zu gleicher Zeit abgeworfen wurde.

Exp. 4 und 5. Diese Experimente gleichen Exp. 2

und 3 mit der Ausnahme, dafs ich in denselben mich in entgegengesetzter Richtung, d. h. von Gabel No. 1 weg, bewegte.

Exp. 6. Gabel No. 3, welche 254 Schwingungen in der Sekunde machte, wurde wie in Exp. 1 angeschlagen und blieb ohne Wirkung auf die Kugel. Nun schraubte ich die Gabel von dem Kästchen ab und stellte mich etwa 30 Fufs von No. 1 hin. Ich schwang dann das Kästchen mit dem Arm gegen No. 1 und setzte die Gabel darauf, während es sich No. 1 näherte. Sobald die gehörige Geschwindigkeit (von 8 bis 9 Fufs pro Sekunde) erreicht war, wurde die Kugel plötzlich von Gabel No. 1 abgestofsen. Wenn man die obige Geschwindigkeit sehr viel steigert oder verringert, so bleiben die Vibrationen von No. 3 ohne Wirkung auf No. 1.

Exp. 7. Gabel No. 4, welche 2 Schwingungen pro Sekunde mehr macht als No. 1, wurde an Stelle der im letzten Versuche gebrauchten Gabel No. 3 gesetzt, mit dem Unterschiede, dafs dieselbe auf das hin- und herschwingende Kästchen gesetzt wurde, während dieses sich von No. 1 entfernte. Die Wirkung war dieselbe wie in Exp. 6.

Exp. 8. Ich stellte Gabel No. 3 vor die Laterne und schwang No. 1 wie in Exp. 7 und mit gleicher Wirkung.

Exp. 9. Ich stellte Gabel No. 4 vor die Laterne und schwang No. 1 wie in Exp. 6 und ebenfalls mit gleicher Wirkung.

Durch diese einfachen Mittel kann man die Veränderung der Wellenlänge nachweisen, welche der vibrirende Körper erleidet, wenn er in Bewegung gesetzt wird. Auf analoge Weise kann man das ausgezeichnete moderne Verfahren entwickeln, mittelst dessen man die Bewegungen der Himmelskörper nach den Veränderungen in der Brechbarkeit ihrer Strahlen berechnet. Ich halte es daher für angemessen, auf die genauen Bedingungen aufmerksam zu machen, unter denen diese Versuche anzustellen sind, welche auf eine so befriedigende Weise die bei der Spectralbeobachtung entstehenden Probleme erklären und

einen experimentellen Beweis für den in 1841 von Doppler aufgestellten Satz liefern.

Die Gabeln No. 1 und No. 2 müssen genau im Einklang seyn. Zwei zusammen angeschlagene Stimmgabeln geben zuweilen keine wahrnehmbaren Stöfse, oder sie erzwingen gegenseitig eine gemeinsame gleichmäfsige Oscillation und machen daher beide dieselbe Anzahl Schwingungen; obgleich sie einzeln angeschlagen, verschieden vibriren. Mein Verfahren ist folgendes. Man isolirt drei Stimmgabeln, welche angeblich eine gleiche Anzahl Schwingungen in einer gegebenen Zeit machen, indem man sie auf zusammengerollte Gummischläuche stellt. Nun wird eine derselben so lange mit Wachs beladen, bis sie 2 oder 3 Stöfse pro Sekunde mit einer der anderen beiden macht, die mit ihr in Einklang zu bringen ist. Der Zeitraum, welchen 20 bis 30 von diesen Stöfsen einnehmen, wird genau mittelst eines Chronographs (Casella's Registriruhr ist sehr zweckmäfsig), gemessen. Der Zeitraum, welcher von derselben Anzahl Stöfse mit der zweiten Gabel eingenommen wird, kann dann auf dieselbe Weise ermittelt werden; und wenn derselbe nicht mit dem ersteren übereinstimmt, beladet man die schneller vibrirende Gabel so lange mit Wachs, bis sie ebenso viel Stöfse wie die langsamere macht. Nachdem ich die beiden Gabeln auf diese Weise sorgfältig in Einklang gebracht, konnte ich ohne Schwierigkeit die Kugel in Exp. 1 in einer Entfernung von 60 Fufs zum Abspringen bringen. Ich glaube, dafs die Wirkung selbst bei 100 Fufs Abstand dieselbe geblieben wäre. Die Korkkugel mufs vollkommen rund seyn und die Gabel gerade nur berühren, wenn sie sich auch noch soviel um den Faden dreht. Der letztere besteht am Besten aus einer oder zwei Fibern ungesponnener Seide. Der Kork wird so glatt wie möglich gemacht und dann mit Firnifs überzogen. Dies giebt der Kugel gröfsere Festigkeit ohne ihr Gewicht merklich zu erhöhen und bedeckt die Unebenheiten der Oberfläche, deren Wirkung sonst mit derjenigen der sogenannten Buffer zu ver-

gleichen wäre. Wenn die obigen Bedingungen eingehalten werden, wird kein Physiker bei der Wiederholung dieser Versuche auf Schwierigkeiten stofsen.

Ich behalte mir vor, eine quantitative Untersuchung dieser Erscheinungen mit Hülfe einer Maschine anzustellen, wodurch die Gabel in gleichförmige Bewegung gesetzt werden kann.

Statt der Korkkugel kann man auch einen leichten flachen Spiegel gebrauchen. Dieser wird dann zwischen zwei Seidenfasern so aufgehängt, dafs er mit der Kante einen Schenkel der Gabel berührt. Ein auf den Schirm geworfener Lichtstrahl zeigt die Vibration der Gabel an. Dieses schöne und höchst empfindliche Verfahren ist von Prof. O. N. Rood von Columbia College, New-York, der sich desselben zum ersten Male in einer am 28. December letzten Jahres in New-York gehaltenen öffentlichen Vorlesung bediente. Wir haben jedoch gefunden, dafs für unsere Versuche das Bild der Korkkugel genau genug und dabei bequemer herzustellen ist.

Zahlenverhältnisse der Versuche und analoge Facta bei den Lichterscheinungen.

Die ut_3 Stimmgabel No. 1 machte 256 vollständige Schwingungen in der Sekunde, während No. 3 deren 254 machte; somit ist die Wellenlänge resp. 4,367 und 4,401 Fufs, welche ich mit λ und λ' bezeichne. Nehmen wir die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles bei 60° Fahr. als 1118 Fufs in der Sekunde an.

256 Schwingungen in 1118 Fufs giebt $\lambda = 4,367$ und
254 „ „ 1118 Fufs $- 2\lambda (= 1109.266)$ giebt
$\lambda = 4,367$.

Da die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schwingungen und λ in beiden Fällen gleich sind, ist mithin $n\left(\frac{V}{\lambda}\right)$, die Anzahl Schwingungen pro Sekunde, welche an einem entfernten Puncte anlangen, ebenfalls gleich, und bringen 256 Schwingungen eines stillstehenden Körpers dieselbe

Wirkung auf eine entfernte Fläche hervor wie 254 Schwingungen eines Körpers der sich gegen diese Fläche mit einer Geschwindigkeit von $2\lambda = 8{,}734$ Fuſs pro Sekunde bewegt. Dies ist die Geschwindigkeit mit der wir die Gabel in Exp. 6 schwangen.

Betrachten wir nun die analogen Lichterscheinungen. Nehmen wir an, daſs Gabel No. 1 statt 256 Schwingungen pro Sekunde deren 595 Millionen Millionen mache, welche Zahl wir dem Strahl D_1 des Spectrums beimessen wollen; dann wird Gabel No. 3 590 Millionen Millionen Schwingungen repräsentiren. Dies ergiebt eine Wellenlänge 0,0000042^{mm} länger als die von D_1 und stimmt beinahe mit der Eisenlinie 0,42 Theile unterhalb D_1 in Ångström's Karte überein. Wir haben gesehen, daſs Gabel No. 3 mit 254 Schwingungen sich dem Ohr mit einer Geschwindigkeit von 8,734 Fuſs nähern muſste, um die Note hervorzubringen, welche ein stillstehender Körper mit 256 Schwingungen abgiebt; ebenso muſs ein Stern, dessen Strahl 590 Millionen Millionen Schwingungen in der Sekunde macht, sich dem Auge mit einer Schnelligkeit von 28470 Meilen in der Sekunde nähern, um eine Farbe zu erzeugen, die derjenigen des Strahls D_1 einer stillstehenden Flamme gleich sey.

Am 8. Februar 1872.

V. *Neue Methode die Blendungsbilder im Auge zu entwickeln*[1]; *von Dr. Carlo Marangoni.*

(Aus den Nuovo Cimento (Febr. und März 1870) übersetzt von Friedrich Folbert.)

Helmholtz bemerkt in seiner „Physiologischen Optik" daſs die verschiedenen Arbeiten über die Nachbilder noch eine groſse Lücke zeigen, eine Lücke, die von der Ver-

1) Diese Arbeit wurde im königl. astronomischen Observatorium zu Florenz gemacht.

wicklung des Phänomens, von Mangel und Unvollständigkeit der Methoden abhängt, um die genannten Erscheinungen zu studiren.

Die Untersuchungen, die ich im vergangenen Sommer anstellte, haben mich dahin gebracht, eine ausgezeichnete Methode zu finden, um die Blendungsbilder zu studiren. Diese Methode dient dazu, die Nachbilder nicht nur aufserordentlich lebhaft zu machen, sondern auch uns das Mittel in die Hand zu geben, die Intensität der Bilder selbst bezüglich der Intensität des äufseren Lichtes zu messen.

Die Nachbilder sind sehr deutlich, wenn die betrachteten Gegenstände stark beleuchtet sind. Ein Jeder, der in die Sonne gesehen hat, wird die Beobachtung gemacht haben, dafs man auf allen fest betrachteten Gegenständen einen Fleck sieht, der mehr oder weniger an die Sonnenscheibe erinnert; dies ist das Nachbild der Sonne. Aber das Seltsame daran ist, dafs dieses Nachbild, das gewöhnlich dunkel ist, bei jedem oftmaligen Auf- und Zumachen der Augen sonderbar hell wird; dieses Leuchten dauert aber bei jedem Aufmachen der Augen nur einen kurzen Augenblick.

Auch diese Thatsache ist sehr bekannt; Fechner und Grove machten verschiedene Experimente darüber. Der Erstere [1]) beleuchtete und verdunkelte abwechselnd die weifse Oberfläche, welche sich in einer Camera obscura befand, indem er das am Fenster angebrachte Loch mehrere Mal auf- und zumachte. Der Letztere [2]) bewegte ein weifses Papier vor den Augen, indem er auf einen dunkeln Grund sah. In beiden Fällen sahen die Beobachter die Nachbilder der vorhergesehenen Gegenstände viel klarer.

2. Die Ursache, die mich dazu brachte, Untersuchungen über diesen Gegenstand zu machen, war folgende. Ich war im Observatorium und sah zu einem Fenster hin-

1) S. Annalen Bd. 44, S. 529, 1838: *Ueber die subjectiven Complementarfarben.*

2) Grove. *On a mode of reviving dormant impressions on the retina. Phil. Mag. Ser.* 4. *t. III, p.* 435. 1852.

aus, ging dann in ein anderes Zimmer und bemerkte bei jeder Bewegung meiner Augenlider, dafs ich ein Nachbild sah, ein Panorama, das mir verwirrt die Ansicht von Florenz gab, welches ich aus dem Fenster betrachtet hatte. Ich wiederholte sogleich das Experiment, um das genaue Bild vom Panorama in den Augen zu behalten, wie man diefs in einer Camera obscura hervorruft. Nach einigen Secunden der Betrachtung, die ich auf einer weifsen, aber wenig erhellten Wand des Zimmers anstellte, und mehrere Mal die Augenlider auf- und zumachte, sah ich ganz deutlich und mit grofser Genauigkeit das Panorama von Florenz, eben so, wie wenn ich dessen Photographie vor mir gehabt hätte.

3. Es ist nöthig, dafs das Panorama stark von der Sonne beleuchtet werde, auf dafs das Experiment gelinge. Die Beobachtung mufs 8 oder 10, am besten 20 Sekunden dauern; während dieser Zeit dürfen sich die Augen beständig blofs auf einen einzigen Punkt, nämlich auf den Mittelpunkt des Panoramas richten; dann mache ich die Augen zu, ohne sie zu bewegen und suche sie im wenig beleuchteten Zimmer auf eine weifse Oberfläche zu richten, indem ich sie recht schnell und sehr oft schliefse und öffne.

4. Das lebhafte Bild des Panoramas sieht man nur einen Augenblick, übereinstimmend mit jedem Auf- und Zumachen der Augenlider. Ich versuchte dann, ob es möglich wäre, das Nachbild, welches man in Zwischenräumen so glänzend sieht, durch irgend eine Einrichtung zu einem dauernden zu machen, indem ich die Schnelligkeit der Reihenfolge dieser augenblicklichen Nachbilder vermehrte.

Da die Folge des Auf- und Zumachens der Augenlider nichts anderes ist, als das *Auffangen* und *Hereinlassen* des Lichtes in's Auge, so suchte ich denselben Erfolg durch andere Methoden zu erhalten, z. B. durch runde, sich drehende Scheiben, die mit mehr oder weniger breiten Ausschnitten versehen waren. Die Methode, die am besten gelang, war die mit Pappdeckelscheiben, welche

wechselweise aus weifsen und schwarzen Sectoren bestanden. Diesen Scheiben konnte man während des Drehens, je nachdem es nöthig war, eine schnellere oder langsamere Bewegung geben. Es versteht sich von selbst, dafs jedesmal, wenn ein schwarzer Sector vor den Augen vorübergeht, er mit dem Schliefsen der Augenlider gleichbedeutend ist, dasselbe gilt vom weifsen Sector mit dem Aufmachen der Augenlider. Ich werde die mit weifsen und schwarzen Sectoren versehene Scheibe *entwickelnde Scheibe*, und die damit erhaltenen Nachbilder *entwickelte Nachbilder* nennen.

Beim ersten Versuche bediente ich mich einer in zwei Halbkreise getheilten Scheibe, von denen der eine weifs und der andere schwarz war. Wenn diese Scheibe mit einer gewissen Schnelligkeit gedreht wurde und mittelmäfsig beleuchtet war, sah ich auf derselben die Nachbilder der vorher betrachteten Gegenstände sich so glänzend und treu entwickeln, als ob ich die wahren Gegenstände noch immer vor den Augen hätte.

An diesem Phänomen hat ein jeder der in No. 3 angezeigten Umstände einen grofsen Antheil; einen besonders grofsen Einflufs aber hat *die Schnelligkeit, womit die Scheibe gedreht wird, die Anzahl der Sectoren und die Kraft des reagirenden Lichtes* (d. h. des Lichtes, welches die Scheibe beleuchtet), *so auch die zur Betrachtung angewendete Zeit.* Um den Einflufs einer jeden dieser Ursachen studiren zu können, habe ich die folgende Anordnung des Versuches gemacht.

5. *Anordnung eines Versuches.* Als Gegenstand diente mir sehr bequem eine Gypsbüste, welche aufserhalb des Fensterladens aufgestellt wurde, so dafs sie seitwärts vom directen Lichte der Sonne beleuchtet wurde. Das Zimmer aber, in welchem sich die entwickelnde Scheibe befand, war sehr schwach beleuchtet; aufserdem war im Fensterladen eine Oeffnung, die das reagirende Licht hineinliefs. Diese Oeffnung war mit einem beweglichen Schirm versehen, mit dem man das beliebige Licht hereinlassen

konnte. Eine zweite Oeffnung, welche man schliefsen konnte, diente dazu, die vor dem Fenster stehende Gypsbüste zu sehen. In dem Zimmer befand sich auch ein Chronograph von Hipp, der Zehntel der Secunde gab, wobei ich die Schläge auf einem telegraphischen Taster anmerkte, um die Dauer der einzelnen Phasen des Phänomens zu studiren.

Wenn man die Büste mit der gröfsten Treue wiedergegeben haben will, ist es nöthig, einen Punkt zu fixiren (vorzuziehen ist es, den Gegenstand im Mittelpunkt anzusehen) und ihn während der ganzen Dauer der Beleuchtung festzuhalten, wie Scoresby in seinen sehr interessanten Versuchen angegeben hat [1]).

Die am meisten angemessene Beschauung des Gegenstandes ist ungefähr 20″; nnd in den Beschauungen, welche ich besprechen werde, sind immer 20″ anzunehmen, wo dies anders ist, wird es angezeigt werden.

6. *Einflufs der Schnelligkeit der Drehung.* Wenn man eine Scheibe, die aus zwei Sectoren, d. h. aus zwei Halbkreisen, von denen der eine weifs und der andere schwarz ist, besteht, und man sie sehr langsam zu drehen anfängt, so dafs eine 2″ dauernde Drehung ein positives und negatives Nachbild giebt, so sieht man das Nachbild positiv, wenn der schwarze Sector vor den Augen vorübergeht, und negativ, wenn es der weifse Sector thut [2]). Diese zwei von einander geschiedenen Nachbilder sind aber so schwach, dafs man sie kaum bemerkt.

Wenn die Schnelligkeit der Drehung nach und nach vergröfsert wird, so verschwinden diese Nachbilder; aber wenn die Scheibe in 0″,55 eine Drehung macht, so fängt man an, den Anfang eines Nachbildes auf denselben zu sehen.

1) *An inquiry into some of the circumstances and principles which regulate the production of pictures on the retina of the human eye etc.* — *Phil. Mag. Ser. IV t.* 8 *p.* 544. 1854.

2) Gerade wie man bei den Bildern der Photographie die Nachbilder, die das Licht und den Schatten wie der Gegenstand haben, *positive* nennt, so heifst deren Kehrseite *negative.*

Je mehr die Schnelligkeit gesteigert wird, desto lebhafter entwickeln sich die Nachbilder, und den gröfsten Glanz erreicht man durch eine Drehung in 0″11.

Wenn man fortfährt, die Schnelligkeit der Drehungen noch zu vergröfsern, so verliert das Nachbild an Lebhaftigkeit, und bei einer Drehung von 0″08 verschwindet es ganz und gar. Von dieser Schnelligkeit an entwickelt sich kein Nachbild mehr auf der Scheibe, die bei jeder höhern Schnelligkeit einförmig grau ist.

Hier folgt das Register der Erscheinungen, die ich von der mit zwei Sectoren versehenen Scheibe erhalten habe.

Die Scheibe dreht sich einmal in	Anzahl der Drehungen während 1″	Sieht man:
2″,0	0,5	Nachbilder + und — *getrennt* und *abwechselnd.*
0″,55	1,8	Anfang des entwickelten Bildes und *dauert fort.*
0″,11	9,1	*Maximum* der Entwicklung.
0″,08	12,0	Völliges Verschwinden des entwickelten Bildes.

7. *Einflufs der Anzahl der Sectoren.* Ich bediente mich einer mit 20 Sectoren versehenen Scheibe, die wechselsweise weifs und schwarz waren, und nachdem ich diese Scheibe sich mit der früher angewendeten Schnelligkeit hatte drehen lassen, war ich erstaunt keine Spur von der Entwicklung eines Nachbildes darauf zu finden, da sie mir nichts als eine gleichmäfsig graue Farbe zeigte.

Ich verminderte also die Schnelligkeit der Drehung der Scheibe sehr stark, und erhielt nun die Entwicklung des Nachbildes auf ihr; die höchste Entwickelung fand dann auf der mit 20 Sectoren versehenen Scheibe statt, wenn sie die Schnelligkeit von 0,9 Drehungen in 1″ hatte, d. h. eine zehnmal geringere, als die der ersten Scheibe.

Ich nahm dann eine mit 4 Sectoren versehene Scheibe, und sah, dafs die nöthige Schnelligkeit, um die höchste

Entwicklung zu erhalten, aus 4,5 Drehungen in 1″, d. h. aus der Hälfte der der ersten Scheibe bestand.

Da die Zahlen der Sectoren in den drei Scheiben sich zu einander wie 1 : 2 : 10 verhalten, so stellte ich als Grundsatz auf, *dafs die Schnelligkeit, die der höchsten Entwicklung entspricht, und die ich normale Schnelligkeit nennen werde, in umgekehrtem Verhältnisse zu der Anzahl der Sectoren steht, mit denen die entwickelnden Scheiben versehen sind.* Daraus sieht man, dafs die Zeit, welche beide Sectoren (weifs und schwarz) gebrauchen, um Bilder vor unseren Augen vorbeizuführen, bei allen Scheiben eine gleiche ist, wenn sie mit der *normalen Schnelligkeit* gedreht werden, und diese Zeit ist gleich der, welche die mit 2 Sectoren versehene Scheibe zu ihrer Umdrehung verlangt: d. h. sie ist 0″,11.

Uebrigens sind die Erscheinungen der Entwickelung nicht auf allen Scheiben ganz gleich; wenn auf der, mit zwei Sectoren versehenen Scheibe sich das dauernde Nachbild zu entwickeln anfängt, so mischen sich die beiden Sectoren mit einander und der Grund wird gleichförmig, darum sieht man auf dieser Scheibe das entwickelte Nachbild viel besser als auf jeder andern. Bei der mit 20 Sectoren versehenen Scheibe ist die Schnelligkeit so gering, dafs man auch bei der höchsten Entwicklung die Sectoren ganz deutlich auf derselben sieht, und das schadet sehr der Klarheit der Erscheinung.

Aber überdies hat man bei der mit 20 Sectoren versehenen Scheibe auch neue Erscheinungen, die ich, um die Wahrheit zu gestehen, nicht genügend studirt habe. Ganz besondere Aufmerksamkeit verdient die Thatsache, dafs die Scheibe, wenn sie mit der *normalen* Schnelligkeit gedreht wird, d. h. wenn sie auf dem höchsten Punkt der Entwickelung steht, und man nun die Schnelligkeit vergröfsert, das Nachbild *positiv* wird, während es *negativ* wird, wenn man die *normale* Schnelligkeit vermindert.

Ich versuchte noch zu bestimmen, welches das Verhältnifs bei der Gröfse der weifsen und schwarzen Secto-

ren sey, welches den besten Erfolg der Entwicklung gebe, und bediente mich dazu einer doppelten Scheibe, auf der ich das Verhältniſs beider fortwährend verändern konnte. Es schien mir die beste Wirkung zu geben, wenn der weiſse Sector die Hälfte des schwarzen ausmachte; deshalb stellte ich alle meine Versuche, die ich besprechen werde, mit einer Scheibe an, die zwei Sectoren hatte, wovon der weiſse $\frac{1}{3}$ und der schwarze $\frac{2}{3}$ einnahm.

8. *Einfluſs der Intensität des reagirenden Lichtes.* Wir haben schon gesagt, daſs wir als reagirendes Licht das, mit dem die Scheibe beleuchtet wird, betrachten; aber um genauer zu seyn, ist darunter das Licht verstanden, welches beim Betrachten der Gegenstände aufgenommen wird, um damit die Nachbilder hervorzurufen. Stellen wir uns vor, daſs die Scheibe mit der normalen Schnelligkeit gedreht werde, d. h. 9 Drehungen in 1″ mache, und vermindern wir mit dem Schirm das reagirende Licht, so lange bis wir die sich drehende Scheibe in der Dunkelheit kaum bemerken, so werden wir sich gar kein Bild darauf entwickeln sehen.

Wenn man das reagirende Licht nach und nach stärker werden läſst, indem man den Schirm allmählig von der Oeffnung entfernt, so erscheint nach und nach das *positive* Nachbild des Gegenstandes, welches bei einer gewissen Intensität des reagirenden Lichtes sehr deutlich ist.

Wenn man das reagirende Licht noch verstärkt, so fängt das entwickelte Bild an sich zu verändern und von Zeit zu Zeit zu verschwinden, und wenn das Licht eine gewisse Stärke erlangt hat, so verändert sich das Nachbild in *positive* und *negative* Nachbilder, die sich vielmals wiederholen. Diese Phase der Erscheinung werde ich *normale Entwicklung* nennen und nachher umständlich besprechen.

Wenn man fortfährt die Intensität des reagirenden Lichtes zu verstärken, so hört das Nachbild auf, die Al-

ternative zu zeigen und verändert sich dauerhaft in ein negatives Nachbild.

Wenn man endlich die Intensität noch in einem höheren Grade verstärkt, so sieht das Auge kein Nachbild mehr, sondern die Scheibe ist von einem gleichmäßsigen Grau bedeckt.

Man kann also die Nachbilder in zweierlei Weisen und nach Belieben in positive oder negative verwandeln, entweder durch Erhöhung oder Verminderung der Schnelligkeit der Drehung (s. No. 7), oder indem man mit der Intensität des reagirenden Lichtes dasselbe thut.

9. *Normale Entwickelung.* Die normale Entwickelung erhält man blofs unter ganz besonderen Umständen, wie wir in No. 3 und 5 angegeben haben, und so sind es auch folgende: dafs die Schnelligkeit der (mit 2 Sectoren versehenen) Scheibe 9 Drehungen in einer Secunde mache, und dafs das reagirende Licht eine gewisse Stärke habe. Bei meinen Beobachtungen war das Licht kaum genügend um ohne Anstrengung einen kleinen Druck zu lesen. Als ich alle diese Zustände beachtete, hatte ich folgende Ergebnisse:

a) Nach der Beschauung des Gegenstandes sieht man im ersten Augenblick, indem man die Augen auf die entwickelnde Scheibe heftet, nur einen leichten Schatten an der Stelle, wo sich später das Nachbild gestalten wird. Dieser leichte Schatten unterscheidet sich nur dadurch vom Grunde, dafs er etwas dunkler ist als dieser, und erinnert nur darum an den Gegenstand, weil er dessen scheinbaren Umrifs hat. Der leichte Schatten dauert 6 bis 8 Secunden.

b) Auf einmal kommt aus dem leichten Schatten ein glänzendes positives Nachdild hervor, welches in Lebhaftigkeit und Treue mit der angesehenen Büste wetteifert. Das positive Nachbild dauert 4 bis 5″, auf einmal verschwindet es, und man sieht an dessen Stelle ein negatives Nachbild, welches ebenfalls sehr lebhaft ist. Auch

dieses negative Nachbild dauert 4 bis 5", dann verschwindet es und man sieht wieder das positive Nachbild, und so sieht man eine Reihe von + und — Nachbildern 20- bis 30mal und noch öfter auf einander folgen, je nachdem die Umstände mehr oder weniger günstig waren.

c) Die Alternativen der + und — Nachbilder folgen in einem ziemlich regelmäfsigen Zeitraum von 3 bis 5" auf einander. Aber mehr als alle Worte werden die Zahlen der folgenden Tabelle lehren, die den mittleren Werth der Dauer der einzelnen Phasen von mehreren gut mit einander übereinstimmenden Beobachtungsreihen angeben.

I. Tabelle.

Phasen der normalen Entwicklung.

Phasen		Dauer der einzelnen Phasen
Leichter Schatten		6",7
Positives Nachbild	+	4 ,7
» »	—	4 ,1
» »	+	5 ,7
» »	—	3 ,0
» »	+	5 ,2
» »	—	3 ,9
» »	+	4 ,4
» »	—	3 ,2
» »	+	4 ,4
» »	—	3 ,2
» »	+	3 ,9
» »	—	7 ,2
» »	+	4 ,3

Aus dieser Tabelle ersieht man auch, dafs die Dauer der positiven Nachbilder etwas gröfser als die der negativen ist, im Verhältnifs von 4 zu 7 und 4 zu 1.

d) die Zahl der Abwechselung der positiven und negativen Nachbilder hängt ganz besonders von der Dauer der Beschauung des in der Sonne stehenden Gegenstandes ab. In der That, wenn man die Gypsbüste nur

1" beschaut, hat man gar keine Alternative. Wenn man die Zeit verlängert, erscheinen die positiven und negativen Abwechselungen, und wenn die Beschauung 40" dauert, erreicht man das Maximum, wie dies aus folgender Tabelle zu ersehen ist.

II. Tabelle.

Anzahl der alternativen + und — der normalen Entwickelung.

Dauer der Beschauung	Anzahl der Alternation + und —	Dauer der Erscheinung
1	0	0
5	4	25
10	5	34
20	13	40
40	21	110
60	22	80
100	24	100

In der dritten Columne ist die Zeit registrirt, die vom Anfang bis ans Ende der Reihe der Alternativen vergangen ist, und man sieht daraus, daſs diese Zeit selbst mit der Anzahl der Alternativen nicht im Verhältniſs steht; sondern daſs sie sich hin- und herbewegt, und daſs im Allgemeinen die Dauer einer jeden Phase um so kleiner ist, je länger die Beschauung war.

e) Das entwickelte Nachbild eines weiſsen Gegenstandes ist allgemein weiſs, aber es ist auch leicht gefärbt, wie in dem Colorit der Nachbilder, welche von Fechner[1]) und Séguin[2]) studirt wurden. Aber die Farben dieser Rangordnung gehören dem positiven Nachbilde an, welches, da es gewöhnlich glänzender ist, sich mehr geltend macht. Dagegen sind die Farben des negativen Nachbildes immer die Ergänzung des positiven Nachbildes, und

1) Fechner „Ueber die subjectiven Nachbilder und Nebenbilder" diese Ann. Bd. 50, VI. Kapitel. 1840.

2) Séguin „*Sur les couleurs accidentelles*". — *Comptes rendus t.* 33, *p.* 642. — *tom.* 34, *p.* 767. — *tom.* 35, *p.* 476. 1851—52. — „*Annales de Chimie et de Physique*" *t.* 41, *p.* 413. 1854.

es ist leicht sich davon zu überzeugen, wenn die Kraft des reagirenden Lichtes nach dem in No. 8 Gesagten verändert wird. Es genügt nämlich das reagirende Licht so lange zu schwächen bis das Nachbild beharrlich positiv wird; man betrachte dessen Farbe und verstärke auf einmal das reagirende Licht bis zum Grade, daſs das Nachbild in ein *negatives* verwandelt wird, um zu sehen, daſs dieſs die Ergänzung des andern ist. In folgender Tabelle registriren wir die auf einander folgenden Phasen der + und — Nachbilder getrennt.

III. Tabelle.

Farbige Phasen der + und — Nachbilder.

Phasen	+ Nachbilder	— Nachbilder
1ste	Gelbgrün	Roth-violett
2te	Gelb	Blau
3te	Roth	Grün
4te	Blau	Gelb

f) Die Natur dieser *entwickelten Nachbilder* ist sehr dauerhaft; sie verschwinden weder, noch verändern sich bei irgend einer Bewegung des Körpers, während sich die Nachbilder bei der kleinsten Bewegung der Augen, oder der Erschütterung des Körpers verändern oder verschwinden.

g) Aber durch die Methode der sich drehenden Scheibe entwickelt man nur *Blendungsbilder*, nämlich die, welche man von sehr glänzenden Gegenständen erhält, z. B. von durch die Sonne direct beleuchteten Gegenständen. Die Nachbilder der Gegenstände, die vom diffusen Tageslichte beleuchtet wurden, können sich auf der sich drehenden Scheibe durchaus nicht entwickeln.

h) Wenn man endlich den Gegenstand bloſs mit einem Auge, nehmen wir an, mit dem rechten, beschaut, und macht dieses zu, und sieht mit dem linken Auge auf die drehende Scheibe, so entwickelt sich keine Spur von einem Nachbilde auf derselben. Dieses Resultat ist ganz im Widerspruche mit der *Vermischung der Farben*, die abgesondert

mit jedem Auge gesehen werden, und würde uns zum Schlusse bringen, dafs beide Augen von einander *ganz und gar unabhängig sind*, um in uns die Empfänglichkeit für äufsere Gegenstände zu veranlassen.

10. *Erklärung der Entwicklung*. Unter den verschiedenen Theorien, die über die Nachbilder gemacht worden sind, halte ich es für gut zwei anzugeben, die, wenn sie zusammengestellt werden, die Erklärung der Entwicklung und alle Erscheinungen der Nachbilder liefern.

Obwohl die Theorie von Plateau und die von Fechner die extremsten Ansichten über die Nachbilder vertreten, so schliefsen sie beide einander doch nicht aus; sondern es scheint sogar, dafs die eine die Vervollkommnung der andern sey.

Plateau nimmt als Basis seiner Theorie an: dafs, wenn die Netzhaut von dem Lichte getroffen wird, sie ihren normalen Zustand wieder zu erreichen trachte, indem sie durch eine Reihe von Schwingungen geht, und somit bewirkt, dafs die *positive* Erscheinung eine *negative* wird, gleich einem Perpendikel an der Uhr, das viele Schwingungen um die Verticale macht, bevor es zur Ruhe gelangt.

Dieses von Plateau angenommene Princip gründet sich auf die Thatsache der Abwechslung bei den positiven und negativen Nachbildern, die er beständig, wenn auch in sehr kleiner Anzahl sah, d. h. in höchstens zwei oder drei Abwechselungen. Wenn also die Abwechslungen, die man bei geschlossenen Augen und in so geringer Anzahl sah, unbedeutend scheinen konnten, scheint die grofse Anzahl, die man in meinen entwickelten Nachbildern sieht (in gewissen Fällen zählt man deren bis 30 deutliche, ohne die darauf folgenden sehr verwirrten zu beobachten) sich als eine sehr wichtige Thatsache darzustellen, und in Folge dessen bewährt sich die Plateau'sche Theorie. Fechner dagegen gründet seine Theorie auf die zwei folgenden Thatsachen, die keinen Widerspruch erlauben, *auf die Andauer der leuchtenden Erregungen und die Ver-*

minderung der Erregbarkeit in den Theilen der Netzhaut, welche schon vom Lichte erreicht worden sind.

Ein Beispiel wird den Sinn dieses Satzes erklären: wenn man einen sehr stark beleuchteten Gegenstand ziemlich lange beschaut, und dann die Augen verschliefst, so fährt man fort, ein blendendes Nachbild zu sehen, welches dem betrachteten Gegenstande gleicht (das positive Nachbild), es ist der *leuchtende Eindruck* oder die *leuchtende Erregung*. Wenn man dagegen die Augen gleich aufmacht, und sie auf einen hellen Grund richtet, so sieht man ein *schwarzes* Nachbild von dem Gegenstande, das negative Nachbild. Das rührt von der *Empfindsamkeit* oder der *Erregbarkeit* der Netzhaut her, welche sich, so zu sagen bei der vorhergehenden stark leuchtenden Erregung, ermüdet hat, und folglich ist die Netzhaut nicht mehr für das Licht des Grundes erregbar, und sieht nur einen dunkeln Schatten darauf.

Die Alternativen der positiven und negativen Nachbilder, die den Grund der Plateau'schen Theorie bilden, hat Fechner in seiner neuen Theorie nicht einmal in Erwägung gezogen, ja er leugnet sogar, dafs + und — einen Bestandtheil des Phänomens ausmache, und schreibt sie den durch die unwillkürlichen und unbemerkten Bewegungen der Augen und des Körpers hervorgebrachten Störungen zu [1]).

Aber nach den Resultaten meiner Erfahrungen über die neuen entwickelten Nachbilder, habe ich mich überzeugen müssen, dafs die Alternativen der positiven und negativen Nachbilder durchaus keine *zufälligen* sind, sondern einen wesentlichen Theil des Phänomens ausmachen.

Um diese meine Behauptung zu rechtfertigen, werden die nachfolgenden Betrachtungen genügen.

1. Die Nachbilder + und — (wie man aus der Tabelle I ersehen kann) folgen in Zwischenräumen periodisch auf einander, die man als beständige betrachten kann, da

1) Fechner. Ann. Bd. 44, S. 525. 1838.

die kleinen Unterschiede der Verwicklung des Phänomens zuzuschreiben sind.

2. Die *entwickelten Nachbilder* sind von der mechanischen Bewegung des Körpers wie der Augen durchaus unabhängig.

3. Meine Experimente wurden bei völlig reinem, oder leicht bewölktem Himmel gemacht; man kann also nicht annehmen, daſs in der kurzen Zeit von einer oder zwei Minuten, so viele und so schnelle Veränderungen in der Intensität des Tageslichtes vorgekommen seyen, um die abwechselnden + und — Nachbilder hervorzubringen.

4. Da die entwickelnde Scheibe durch eine Handhabe gedreht wurde, zweifelte ich, ob die genannten Alternativen von verschiedener Schnelligkeit der Drehung herrühren könnten, gemäſs der in No. 7 erhaltenen Resultate, und um meinen Zweifel zu erhöhen, trat der Umstand dazu, daſs ich, während ich die Betrachtungen anstellte, das *Tick-Tack* eines Pendels zählte, wodurch ein gewisser *Rhythmus* zwischen der Anzahl der Drehungen der Handhabe und der der Sekunden entstand, und in Folge dessen eine periodische Veränderung in der Schnelligkeit der Drehung der Scheibe.

Um die Frage zu entscheiden, bediente ich mich eines genauen Drehrades, welches durch ein gutes konisches Pendel regulirt wurde, und auf dessen schnellster Axe ich meine mit 4 Sectoren versehene Scheibe befestigte, welche gerade mit der Schnelligkeit der normalen Entwicklung für jedes Paar Sectoren übereinstimmte.

Ich lieſs auch das Pendel stillstehen, um gar kein periodisches Geräusch zu hören. Aber trotz aller dieser Vorsichtsmaſsregeln habe ich, während ich die Betrachtungen anstellte, die Nachbilder mit ihren abwechselnden + und — sich wie vorhin entwickeln gesehen.

Man kann also in keinem Falle die Alternativen + und — den Störungen des Phänomens zuschreiben, und muſs es als eine Thatsache ansehen, daſs sich die Dauer der Nachbilder in der Netzhaut des Auges befindet. Die-

ses Gesetz, welches von Plateau vorhergesehen wurde, sich damit begnügend, es *oscillirenden Zustand der Netzhaut* zu nennen, wurde von Fechner mit zu großer Strenge bekämpft, vielleicht weil die von ihm angeführten Thatsachen nicht dieselbe augenscheinliche Klarheit hatten, wie man sie in meinen entwickelten Nachbildern betrachten kann.

Aber lassen wir für jetzt diese Frage bei Seite, und erlaube man mir nur zu sagen, wie ich mich über das Phänomen erklären würde. Wenn das Auge von einem stark beleuchteten Gegenstand den Eindruck empfangen hat, so sehen wir, während des ersten Augenblicks, ein positives Nachbild wenn wir die Augen schließen, oder auf einen dunkeln Grund richten, anstatt dessen sehen wir ein negatives Nachbild, welches im ersten Augenblicke ebenfalls sehr intensiv ist, wenn wir die Augen öffnen oder auf einen hellen Grund richten. Aber im Falle der *normalen Entwicklung* sehen wir eine sehr große Erhöhung der Intensität der positiven und negativen Nachbilder, von denen sich ein jedes in Zwischenräumen von 0"11 erneuert, und welches ungefähr die Dauer eines Eindrucks auf der Netzhaut ist. Dies ist Ursache, daß wir in der normalen Entwicklung continuirliche und sehr glänzende *Nachbilder* sehen.

Aber auch die Erregbarkeit der Netzhaut hat einen sehr großen Antheil an der Entwicklung des Nachbildes. Ich kann hier nichts besseres thun, als einen kleinen Auszug zu geben von den Worten, die Helmholtz in seinem berühmten Buche, „die Lehre von den Tonempfindungen“, mit so großer Klarheit ausspricht.

Wenn wir mit ausgeruhtem Augen eine leuchtende Oberfläche in dauernder Weise betrachten, so erhält der leuchtende Eindruck im ersten Augenblick sein Maximum, und dann nimmt er ab gleichzeitig mit der Empfindlichkeit der Augen; je länger das Auge auf die Oberfläche gerichtet ist, desto mehr nimmt die Empfindlichkeit ab.

Aber wenn man vor die Augen ein abwechselndes Licht bringt, wie z. B. bei Blitzen, die von einander

durch dunkele Zwischenzeiten geschieden sind, erhält die Netzhaut, während der Zwischenzeit ihre Empfindlichkeit wieder, und jede nun leuchtende Erregung wirkt mit viel gröſserer Intensität, als dasselbe Licht, wenn es dauernd gewirkt hätte. Jedermann weiſs in der That, daſs der Eindruck des *schwachen* Lichtes einer Kerze ein sehr unangenehmer ist, während das intensivste Tageslicht vollkommen ruhig ist.

In unserem Falle hat also der weiſse Sector, der auf das Auge bloſs eine Wirkung von $\frac{1}{2}$ 0",11 d. h. während 0"055 ausübt, keine Zeit, nicht allein die Empfindlichkeit der Netzhaut sehr gut zu vermindern, sondern auch die Augen ruhen in der darauf folgenden Zwischenzeit von 0",055 aus, in denen der schwarze Sector vorübergeht, und die Netzhaut erlangt dadurch die Empfindsamkeit die leuchtende Erregung des darauf folgenden weiſsen Sectors mit groſser Intensität zu empfangen.

Was also die *Andauer der leuchtenden Erregung* anbelangt, so sehen wir das *dauernde* Nachbild, wenn die Phasen derselben Gattung (helle und dunkle) in Zwischenräumen von 0",11 auf einander folgen. In Hinsicht der *Erregbarkeit der Netzhaut*, und da das Licht in unserem Falle ein abwechselndes ist, so haben wir eine Erhöhung derselben, und in Folge dessen erhalten die Nachbilder eine auſserordentliche Lebhaftigkeit.

Ich habe gesagt, daſs das positive und negative Nachbild während der Entwicklung zu gleicher Zeit in den Augen vorhanden ist, und in diesem Falle wird das eine Nachbild intensiver seyn als das andere; wir werden entweder das positive oder das negative Nachbild sehen; wenn aber ihre Intensität eine gleiche ist, so sieht man auf der Scheibe gar kein Nachbild oder höchstens eine leichte Spur davon. Dieser letzte Fall kommt gerade in den ersten Augenblicken vor, in denen man die Scheibe, gleich nach der Betrachtung des Gegenstandes ansieht, in welchem wie ich sagte, man einen leichten Schatten auf derselben erblickt. Dies kommt auch bei jedem Uebergang

des positiven Nachbildes in das negative, oder umgekehrt vor, da in diesem Uebergang das Nachbild einen Augenblick lang verschwindet.

Also muſs man natürlich annehmen, daſs in der normalen Entwicklung die wechselweisen + und — Nachbilder das Resultat des Uebergewichtes bald des positiven und bald des negativen Nachbildes sind.

Daſs sich die Sachen wirklich so verhalten, beweisen die in No. 8 angezeigten Thatsachen genügend: daſs wenn das reagirende Licht in der Weise regulirt wird, um die normale Entwicklung hervorzubringen, es genügt, das reagirende Licht selbst zu verstärken oder zu schwächen, um das Nachbild nach Belieben in ein negatives oder positives zu verwandeln.

Warum sich die wechselweise Intensität in den + und — Nachbildern freiwillig und schnell vielmal verändert, ist eine noch unbekannte Gröſse, die noch studirt werden muſs. Jedenfalls wird es nöthig seyn, die Versuche mit den verschiedenen Arten des homogenen Lichtes zu wiederholen; denn die vom weiſsen Lichte hervorgebrachten Phänomene sind immer viel entwickelter.

Indessen glaube ich aus einigen meiner Beobachtungen schlieſsen zu können, daſs nur das positive Nachbild der periodischen Veränderung der Intensität unterworfen sey, während sich das negative, vom Anfang bis zum Ende, gleichmäſsig vermindert.

Diese Thatsache würde die Theorie Plateau's über den *oscillirenden Zustand der Netzhaut* immer mehr bekräftigen.

Wenn ich also mit neuen und unwidersprechlichen Erfahrungen die Thatsache der periodischen Veränderungen in der Intensität der positiven Nachbilder werde bestätigen können, wird es mir möglich seyn, auch die Plateau'sche Theorie mit der Fechner'schen zu verschmelzen und auf diese Weise der Theorie eine Form zu geben, welche zur Erklärung aller Erscheinungen der entwickelten Nachbilder dienen kann.

VI. *Ueber das Nordlicht vom 4. Febr. d. J. und über eine Methode zur Höhenbestimmung der Nordlichtstrahlen; von J. G. Galle.*

(Mit einigen Abänderungen und zwei Zusätzen mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus No. 1877 der Astrom. Nachrichten.)

Am 4. Februar fand hier von den ersten Abendstunden an bis nach Mitternacht eine grofse Nordlicht-Erscheinung statt, welche ungeachtet zeitweise etwas bewölkten Himmels die Nacht fast wie von Vollmondschein erhellte. Die Schwankungen in der magnetischen Declination waren so grofs, wie sie hier bei keinem der Nordlichter von 1870 und 1871 und seit Aufstellung des hiesigen Variations-Apparates wahrgenommen worden sind. Die Helligkeit trat fast mehr in Ost und West als in Nord hervor und verbreitete sich in grofsen, von Ost nach West gehenden Lichtbogen, sowie Strahlungen und Röthungen an den verschiedensten Stellen des Himmels, bis tief nach Süden, so dafs die hiesige Gegend weit innerhalb des Bereiches der Strahlenbildung lag und von dieser umschlossen war. Es war daher zu erwarten, dafs hin und wieder auch Strahlen nahe dem Richtungspunkte der freischwebenden Magnetnadel, dem magnetischen Zenit, sich zeigten und hier die *Nordlicht-Krone* bildeten, oder dafs sich dieser Punkt durch die Convergenz von Strahlen bestimmen liefs, die ihm nicht allzufern lagen. Es sind auf diese Weise zwei von einander unabhängige Ermittelungen dieses Punktes hier gelungen: die eine von Hrn. Dr. E. Reimann, der das Nordlicht an frei gelegenen Orten der Stadt beobachtete zwischen 8^h und 9^h und etwas vor 11^h, die andere von mir zwischen 11^h und 12^h auf der Sternwarte. Hrn. Dr. Reimann's Bestimmungen sind folgende:

M. Bresl. Zt.		Azimut	Höhe
1.	$8^h 12^m$	355°,0	65°,9
2.	8 16	344 ,0	61 ,7
3.	8 48	347 ,5	53 ,3
4.	8 57	347 ,9	56 ,4
5.	8 58	344 ,9	56 ,7
6.	9 3	349 ,8	54 ,9
7.	10 53	358 ,0	62 ,9.

Dieselben beruhen fast ausschliefslich auf Schätzungen durch Strahlen, die von dem Convergenzpunkt merklich *entfernt* waren. Meine eigenen Bestimmungen sind Beobachtungen des Zusammenlaufens von optisch verkürzten Strahlen in der Krone selbst, betreffen also nur solche Strahlen, die in der nächsten Nähe des magnetischen Zenits lagen. Es sind dies die folgenden vier;

M. Bresl. Z.		Azimut	Höhe
1.	$11^h 13^m$	353°,5	60°,8
2.	11 23	348 ,6	61 ,5
3.	11 33	351 ,2	62 ,7
4.	11 46	347 ,8	62 ,5.

Nimmt man aus jeder dieser beiden Beobachtungsreihen das einfache Mittel und fügt dazu die gegenwärtige Lage des magnetischen Zenits in Breslau, so hat man folgende Vergleichung:

	Azimut	Höhe
Beobb. von R.	349°,6	58°,8
„ „ G.	350 ,3	61 ,9
Magnet. Zenit	349 ,7	65 ,5,

demnach innerhalb der Gränzen der Genauigkeit derartiger Beobachtungen das Azimut (von Süd durch West gezählt) mit dem magnetischen Meridian übereinstimmend, dagegen die *Höhe* des beobachteten Convergenzpunktes, sowohl bei mir als bei Dr. Reimann, um resp. 3°6 und 6°7 *niedriger* als die des magnetischen Zenits und in noch stärkerem Grade bei den von Hrn. Dr. Reimann aus *südlichen* Strahlen geschlossenen Convergenzpunkten No. 3 bis 6,

deren Mittel nur 55°,3, also eine Abweichung von 10°,2 ergiebt. Es ist dabei zu bemerken, dafs die Beobachtungen sämmtlich auf Einzeichnungen in Sternkarten beruhen, die Azimute und Höhen daher völlig unbefangene Rechnungs-Resultate sind, sowie dafs Hr. Dr. Reimann und ich ganz unabhängig von einander an verschiedenen Orten beobachteten.

Eben diese eigenthümliche Abweichung der Nordlichtkrone vom magnetischen Zenit *nach Süden* hin fand auch schon bei dem Nordlichte vom 25. October 1870 statt, wie in Bd. 77 der Astron. Nachr., S. 45, mitgetheilt ist. Die daselbst angegebenen Abweichungen sind überdem noch um 1° zu vergröfsern und in

+ 5°,2 R.
+ 3 ,9 G.

zu verwandeln, indem ich die magnetische Inclination für Breslau (wie es scheint, durch ein Versehen im Abschreiben) um 1° zu klein angesetzt habe. — Ferner zeigt meine ebendaselbst und früher in Pogg. Ann. XLVIII, S. 611 mitgetheilte Berliner Beobachtung vom 22. October 1839 eine Abweichung in eben diesem Sinne, obwohl nur im Betrage von 1°,6.

Aus einer Vergleichung der Breslauer Beobachtungen jenes Nordlichts von 1870 mit denen an verschiedenen anderen entfernten Orten zog Hr. Dr. Reimann, damals Assistent der hiesigen Sternwarte, durch Parallaxen-Rechnung einige Resultate über die Höhe des Phänomens, welche dasselbe (gleich mehreren anderen älteren und neueren Untersuchungen darüber) als weit über die gewöhnlich angenommenen Gränzen der Atmosphäre hinausreichend ergaben, deren Veröffentlichung aber damals unterblieb und erst jetzt nachträglich erfolgt ist in No. 4 der Zeitschrift der österreichischen Ges. für Meteorologie von Jelinek und Hann (1872 S. 56.) Bei dieser Gelegenheit machte Hr. Dr. Reimann zur Erklärung der oben angegebenen Abweichungen des Convergenzpunktes nach Süden die meines Wissens in den Schriften über Nordlichter sonst

noch nirgends vorkommende Bemerkung, dafs *eine solche südliche Abweichung nothwendig und einfache Folge des Umstandes sey, dafs die weit entfernten Strahlen der Nordlichtkrone über einer beträchtlich südlicheren Breite schweben, wo die Inclination bereits um mehrere Grade geringer ist.* Da bei dem diesmaligen Nordlichte vom 4. Februar sowohl meine Beobachtungen der Nordlichtkrone selbst, als besonders auch die von Dr. Reimann aus südlichen Strahlen gezogenen Convergenzpunkte dies auf's neue bestätigten und da nicht wohl bezweifelt werden kann, dafs die mittlere Richtung der, wenn auch etwas schwankenden, Nordlichtsäulen mit der magnetischen Inclination der einzelnen Orte gesetzmäfsig sich verändert, so führte mich dies zu der weiteren Erwägung, dafs damit auch ein *Mittel der Höhenbestimmung aller derjenigen Nordlichtstrahlen gegeben sey, welche die Krone bilden, oder welche an irgend welchen anderen Theilen des Himmels zur Ermitteluug der Convergenzpunkte benutzt werden können, und zwar ohne correspondirende Beobachtungen an anderen Orten.*

Unter der Annahme nämlich, dafs die einzelnen Lichtsäulen eines Nordlichtes der Inclinationsnadel desjenigen Ortes parallel sind, in dessen Zenit sich die betreffenden Säulen (die Mitten derselben) befinden, wird von einem Orte der Erdoberfläche O aus die Nordlichtkrone in der Inclinations-Richtung desjenigen im magnetischen Meridian liegenden Ortes O' gesehen, über welchem die die Krone bildenden Strahlen schweben. Sind nun Z, Z' die astronomischen, M, M' die magnetischen Zenite oder Inclinations-Richtungen der beiden Orte, so liegen diese 4 Punkte in einem gröfsten Kreise $ZZ'MM'$, welcher die Verlängerung der Ebene des irdischen magnetischen Meridians OO' an den Himmel bezeichnet, und es ist ZM die Zenitdistanz des magnetischen Zenits in O, ZM' die der in O gesehenen Nordlichtkrone. Es setzt sich aber in dem gröfsten Kreise $ZZ'MM'$ der Bogen ZM' aus ZZ' und $Z'M'$ zusammen, d. i. aus dem Bogen der Erdkugel $OO' = v$ und aus der Zenitdistanz $Z'M'$ des magnetischen Ze-

nits in O', die von ZM um die Inclinations-Abnahme zwischen O und O' verschieden ist. Diese Abnahme ist im mittleren Europa (in der Richtung des magnetischen Meridians) nach den Lamont'schen Karten etwa $= \frac{5}{7}v$, demnach

$$ZM' = ZZ' + Z'M' = v + ZM + \tfrac{5}{7}v,$$

oder wenn man den Abstand der Krone M' von dem magnetischen Zenit M des Ortes O mit u bezeichnet:

$$u = MM' = ZM' - ZM = \tfrac{12}{7}v.$$

Man findet daher, wenn u beobachtet ist, v durch die Gleichung:

$$(1) \quad \ldots\ldots\ldots \quad v = \tfrac{7}{12}u,$$

oder innerhalb der Gränzen der Genauigkeit dieser Rechnungen und Beobachtungen noch einfacher:

$$(2) \quad \ldots\ldots \quad v = \tfrac{3}{5}u = \tfrac{6}{10}u.$$

Hat nun ein Strahl N der Nordlichtkrone, der von O aus in der scheinbaren Höhe H gesehen wird, die lineare Erhöhung $NO' = z$ über dem Orte O' und ist C der Mittelpunkt, r der Halbmesser der Erdkugel, so hat man aus dem ebenen Dreiecke CON:

$$(3) \quad \ldots \quad z = 2r \sin \tfrac{1}{2}v \, \frac{\sin(H + \frac{1}{2}v)}{\cos(H + v)}$$

oder mit einiger Annäherung:

$$(4) \quad \ldots\ldots \quad z = rv \,.\, \mathrm{tg}\, H,$$

wo man die Länge des Bogens rv gewöhnlich in geogr. Meilen ausdrücken wird.

Wenn man die Richtung des Convergenzpunktes M nicht direct als Schneidungspunkt von kurzen Strahlen in der nahezu gemeinschaftlichen Höhe H bestimmt hat, sondern als Schneidungspunkt solcher Strahlen, deren Mitten merklich unterhalb M' nach Süden in der Höhe h liegen, aber immer noch dem magnetischen Meridian nahe genug, um eine kleine azimutale Abweichung des aus ihnen geschlossenen M' vernachlässigen zu können: so sind diese entfernter als die Strahlen in der Höhe H, der ihnen entsprechende Convergenzpunkt M' mufs daher wegen des

gröſseren v und der gröſseren Abnahme der Inclination noch tiefer liegen als vorher, das beobachtete u wird demnach gröſser. Um die Erhebung z solcher Strahlen, deren Mitte mit n bezeichnet werden möge, über der Erdoberfläche zu haben, ist statt CON jetzt das Dreieck COn aufzulösen, in welchem h an die Stelle von H tritt, bei welchem also wird:

$$(5) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad z = 2r \sin\tfrac{1}{2}v \frac{\sin(h + \frac{1}{2}v)}{\cos(h + v)}.$$

Hiermit kann man ferner aus ebendemselben Dreiecke COn die Entfernung $On = e$ der Mitte des Strahles von O finden, durch die Gleichung:

$$(6) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad On = e = \frac{(r + z)\sin v}{\cos h}.$$

Um auch noch die lineare Länge l des Strahles und auſser der Erhebung z seiner Mitte n über der Erdoberfläche die Erhebungen z_1 und z' seines unteren und oberen Endpunktes n_1 und n' zu finden, muſs einerseits die Bogenlänge λ desselben am Himmel bekannt seyn, andererseits neben der Höhe h seiner scheinbaren Mitte n auch deren Azimutal-Abweichung A vom magnetischen Meridian und die Höhe H des Convergenzpunktes M'. Daraus folgt dann zunächst die Distanz $nM' = d$ mittels der Gleichung;

$$(7) \quad . \quad \cos d = \sin h \sin H + \cos h \cos H \cos A$$

oder im magnetischen Meridian selbst, südlich vom Convergenzpunkte:

$$(8) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad d = H - h,$$

nördlich von demselben:

$$(9) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad d = 180^0 - (H + h).$$

Dieses d ist identisch mit dem Winkel, welchen die Richtung $On = e$ mit der Richtung des Strahles $n'nn_1$ bildet. Verzeichnet man also die beiden ebenen Dreiecke Onn_1 und Onn', welche die Seite $On = e$ gemeinschaftlich haben und in denen

$$n O n_1 = n O n' = \tfrac{1}{2}\lambda$$
$$O n n_1 = d, \quad O n n' = 180 - d$$
$$O n_1 n = 180 - d - \tfrac{1}{2}\lambda, \quad O n' n = d - \tfrac{1}{2}\lambda$$

ist, so wird die Länge des unteren Stückes des Strahles

$$(10) \quad \ldots \quad n n_1 = \frac{e \sin \frac{1}{2}\lambda}{\sin(d + \frac{1}{2}\lambda)},$$

die des oberen Stückes:

$$(11) \quad \ldots \quad n n' = \frac{e \sin \frac{1}{2}\lambda}{\sin(d - \frac{1}{2}\lambda)}$$

und die des ganzen Strahles:

$$(12) \quad . \quad n_1 n' = l = \frac{e \sin d \sin \lambda}{\sin(d + \frac{1}{2}\lambda) \sin(d - \frac{1}{2}\lambda)}.$$

Ferner folgt für z_1 und z':

$$(13) \quad \ldots \quad \begin{cases} z_1 = z - \dfrac{e \sin \frac{1}{2}\lambda \sin \mu'}{\sin(d + \frac{1}{2}\lambda)} \\ z' = z + \dfrac{e \sin \frac{1}{2}\lambda \sin \mu'}{\sin(d - \frac{1}{2}\lambda)} \end{cases}$$

wo μ' die Höhe des magnetischen Zenits in O' ist.

In dem Bisherigen ist vorausgesetzt, dafs die beobachteten Strahlen, aus denen der Convergenzpunkt ermittelt wurde, ganz oder wenigstens näherungsweise im magnetischen Meridian liegen. Ist dieses nicht der Fall, so mufs aufser der Höhe h auch die azimutale Lage A des Strahles bei der Aufsuchung des unbekannten Bogens v in Betracht gezogen werden und die Rechnung gestaltet sich etwas complicirter, da alsdann der Convergenzpunkt nicht blos im Sinne der Höhe, sondern auch im Sinne des Azimutes von dem magnetischen Zenit abweicht. Man kann dann nicht mehr die astronomischen Zenite Z, Z' der beiden Orte mit den magnetischen M, M' in einem gröfsten Kreise liegend annehmen, sondern diese 4 Punkte bilden ein sphärisches Viereck $Z Z' M M'$, in welchem man aus dem beobachteten $M M' = u$, dem Azimut von $M M'$ gegen den magnetischen Meridian und dem Winkel des letzteren mit dem astronomischen Meridian, $Z Z' = v$ zu bestimmen hat. Man erhält die hierzu erforderlichen sphärischen Dreiecke, indem man $Z M$ und $Z' M'$ bis zum Schnitt in Q

verlängert und durch den Weltpol P die gröfsten Kreise PZN und $PZ'N'$ legt, welche MM' in N und N' schneiden. Die Auflösung führt sich durch Versuche aus, indem man für $ZZ' = OO' = v$ von Näherungswerthen ausgeht.

Bei dem Nordlichte vom 4. Febr. ist zu einer näheren Ausführung dieser etwas mehr complicirten Aufgabe für jetzt kein Anlafs vorhanden, da die dazu erforderlichen Data nicht genau und vollständig genug beobachtet sind. Dagegen finden die vorhergehenden einfacheren Formeln Anwendung bei meinen 4 Beobachtungen der Nordlichtkrone und bei Hrn. Dr. Reimann's vier südlichen, dem Meridian nahe liegenden Beobachtungen No. 3 bis 6. — Im Mittel fand ich für die Krone $H = 61^\circ{,}9$, die Höhe des magnetischen Zenits ist $65^\circ{,}5$, demnach $u = 3^\circ{,}6$ oder nach (1):

$$v = 2^\circ{,}1$$

und somit nach (3), wegen $2r = 1717$ geogr. Meilen:

$$z = 64 \text{ geogr. Meilen.}$$

Bei den vier genannten Beobachtungen des Hrn. Dr. Reimann läfst sich die Mitte der Strahlen nach den Angaben desselben auf etwa 35° Höhe $= h$ feststellen, mit einer Unsicherheit von einigen Graden. Der daraus entnommene mittlere Convergenzpunkt war $55^\circ{,}3$, demnach $u = 10^\circ{,}2$ und

$$v = 5^\circ{,}95$$

und somit nach (5)

$$z = 73 \text{ geogr. Meilen.}$$

Die Uebereinstimmung zwischen diesen beiden, völlig von einander unabhängigen, Beobachtungsreihen ist demnach nahezu eine vollständige zu nennen.

Führt man dieselbe Rechnung noch für die Nordlichtkrone am 25. October 1870 aus, wo im Mittel aus drei Beobachtungen von Hrn. Dr. Reimann und mir $u = 4^\circ{,}8$ war, so hat man:

$$v = 2^\circ{,}8,$$

$$H = 60^\circ{,}7, \quad z = 83 \text{ geogr. Meilen.}$$

Was endlich die einzelne Berliner Beobachtung vom Jahre 1839 betrifft, so fand ich damals $u = 1^{0},6$, woraus folgt:

$$v = 0,93,$$

$$H = 66^{0},3, \quad z = 33 \text{ geogr. Meilen.}$$

Diese Höhe ist demnach zwar kleiner, aber doch immer noch den vorhergehenden nicht allzufern stehend. Das Ansehen jenes Nordlichtes war übrigens, so viel ich mich dessen noch erinnere, von den beiden hier beobachteten insofern abweichend, als dasselbe vorzugsweise weiſse Strahlungen und weniger Farbenbildungen zeigte.

Sollten fernere Beobachtungen der Convergenzpunkte von Nordlicht-Erscheinungen — die nach dieser Richtung hin einer exacteren Behandlungsweise fähig sind — zu entsprechend befriedigenden Resultaten führen, so dürfte die zu Grunde liegende Hypothese, daſs die über jedem Orte schwebenden Nordlichtsäulen der Inclinations-Nadel des Ortes genau parallel sind (oder wenigstens um diese Lage oscilliren) an Zuverlässigkeit gewinnen und somit der von Hrn. Dr. Reimann gemachten Bemerkung eine für die Höhenbestimmung der Nordlichter besonders hervortretende praktische Bedeutsamkeit geben. Da die Nordlichtstrahlen nicht allzu rasch vorübergehende, sondern oft minutenlang fast an derselben Stelle des Himmels feststehende Erscheinungen sind, so wird man (besonders im Falle der Unterstützung durch einen die Beobachtungen niederschreibenden Gehülfen) mit einer namhaften Genauigkeit Anfangs- und Endpunkt und damit die Richtung des Strahls zwischen den Sternen feststellen und aus verschieden gerichteten Strahlen für zahlreiche Zeitmomente die Convergenzpunkte herleiten können. Die geringe Krümmung, welche jeder Strahl wegen der mit der Breite variabeln Inclination haben muſs, würde bei Benutzung des Anfangs- und Endpunktes nicht in Betracht kommen, auch wenn dieselbe merklich seyn sollte, da zunächst immer nur die Mittelrichtung derselben in Anwendung käme. Der bequemeren Rechnung wegen würde man vorzugsweise

solche Strahlen, die von dem magnetischen Meridian nicht allzu weit entfernt sind, für die Beobachtung zu benutzen suchen, und wenn mehrere Beobachter in verschiedenen Längen- und Breiten-Graden auf diese Weise eine Anzahl von Höhenbestimmungen der in der Gegend ihres magnetischen Zenits liegenden Strahlen erlangten, so würde dadurch die obere und untere Gränze dos Heerdes der Strahlenbildung in einer, wie mir scheint, eine gewisse Genauigkeit versprechenden Weise fixirt und somit vielleicht auch für andere Punkte bei diesen zum Theil noch so problematischen Erscheinungen eine etwas bestimmtere Basis gewonnen werden können.

Von den physikalischen Erscheinungen bei dem Nordlichte vom 4. Februar erlaube ich mir schliefslich noch der Wahrnehmung von sogenannten *schwarzen* Strahlen zu gedenken, wie solche in manchen Nordlicht-Beschreibungen erwähnt werden und die ich bisher nicht kannte. Ich sah diese Erscheinung kurz nach 8^h hoch in Nordwest, während eines kurzen Zeitraums von vielleicht kaum zehn Minuten und mit einem bei den Bildungen dieser Streifen sich stetig und rasch vollziehenden Formenwechsel. Aus einer dunklen, wolkenartigen Schicht gingen schwärzliche Streifen über den grünlich erhellten Himmelsgrund herunter, sich nach und nach etwas mehr aus ihrer anfänglichen Verworrenheit sondernd, aber immer nicht besonders scharf begränzt, von etwa 10^0 bis 15^0 Länge und unterhalb wiederum in einem dunkleren Raum endigend. Sie glichen Säulen von herabgeschütteltem schwarzen Staube oder dünnen Rauchsäulen, erinnerten auch wohl an herabsinkende Regenstreifen aus einer dunklen Wolke. Ich bemühte mich zu entscheiden, ob es nicht dunkle Räume zwischen hellen Nordlichtstrahlen seyen, konnte aber während der kurzen Dauer der Erscheinung von der Richtigkeit dieser Auffassung mich nicht sicher überzeugen. Auch ein anderer hiesiger Beobachter hat es mehr für dunkle Streifen, als für Zwischenräume zwischen hellen gehalten und will die dunklen Streifen oben mit Roth endigend

gesehen haben, umgekehrt wie bei einer rauchenden Flamme.

Breslau, 15. Febr. 1872.

Zusatz 1.

Die im vorstehenden berechneten Höhen von Nordlichtstrahlen beziehen sich nur auf Beobachtungen in Breslau und eine einzelne ältere Beobachtung in Berlin. Inzwischen sind besonders über das Nordlicht vom 4. Febr. d. J. zahlreiche Bestimmungen von anderen Orten bekannt geworden in den neueren Nummern der Wochenschrift für Astronomie etc. des Hrn. Prof. Heis in Münster. Die daselbst angegebenen Oerter der Krone habe ich für die einzelnen Beobachtungsorte, was meist erforderlich war, aus Rectascension und Declination in Azimut und Höhe verwandelt und die zur Vergleichung erforderlichen Declinationen und Inclinationen der Magnetnadel aus den Lamont'schen Karten entnommen. Letzteres geschah theilweis mit einigen Modificationen, deren Erörterung, sowie die Anführung der sonstigen Daten, ich jedoch der Kürze wegen hier übergehe, da die etwa noch erforderlichen kleinen Correctionen dieser Elemente in den gefundenen durchgängig *grofsen* Nordlicht-Höhen etwas wesentliches nicht ändern. Es mögen daher hier lediglich die nach den obigen Formeln berechneten Resultate zusammengestellt werden, welche für die nachstehenden einzelnen Orte, wie folgt, gefunden worden sind:

1) ***Münster*** (Heis, Wochenschrift 1872 No. 7 und 8). Aus 14 Beobachtungen des Hrn. Prof. Heis und der Hrn. Herweg und Busch ergiebt sich die Höhe der Krone = 36 geogr. Meilen.

2) ***Danzig*** (Wochenschr. 1872 S. 59), eine Beobachtung, Höhe = 61 geogr. Meilen. Hier habe ich jedoch die beobachtete Declination der Krone um 10° vergröfsert und = + 29° angenommen, da nach Angabe des Beobachters die Krone nahe mit der Inclinationsrichtung übereinstimmt.

3) *Deventer* (ib. S. 58), 28 Beobachtungen von Hrn. Dr. Sirks ergaben im Mittel die Höhe = 52 Meilen.

4) *Groningen* (ib. S. 58), Höhe = 46 Meilen.

5) *Aachen* (ib. S. 66), eine Beobachtung von Hrn. Director Pützer, Höhe = 75 Meilen.

6) *Peckeloh* (ib. S. 96), 10 Beobachtungen von Hrn. Weber, Höhe = 66 Meilen.

Hierzu kommen für das Nordlicht vom 4. Febr. noch die beiden schon oben angeführten Breslauer Bestimmungen:

7) *Breslau*, 4 Beobachtungen von mir, Höhe = 64 Meilen.

8) *Breslau*, 4 Beobachtungen von Hrn. Dr. Reimann, für Strahlen südlich von der Krone, Höhe = 73 Meilen.

Aufser diesen auf das Nordlicht vom 4. Febr. d. J. sich beziehenden Bestimmungen habe ich noch einige ältere Beobachtungen von Nordlichtkronen berechnet und gefunden:

9) *Breslau* 1870 Oct. 25., aus 3 Beobachtungen (wie bereits oben erwähnt) Höhe = 83 Meilen.

10) *Münster* 1870 Oct. 25. (Wochenschr. 1870 S. 361), Höhe = 88 Meilen.

11) *Groningen* 1870 Oct. 25., (ib. S. 363), Höhe = 48 Meilen.

12) *Schleswig* 1870 Oct. 24., (ib. S. 383), aus 2 Beobachtungen Höhe = 57 Meilen.

13) *Groningen* 1869 Mai 13., (ib. S. 363), Höhe = 84 Meilen.

14) *Berlin* 1839 Oct. 22., Höhe (wie bereits oben erwähnt) = 33 Meilen.

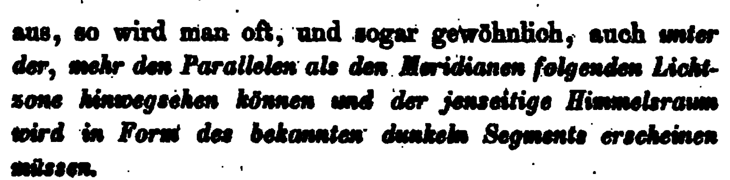
Diese Zusammenstellung zeigt, gleich mehreren älteren und neueren Untersuchungen über diesen Gegenstand, dafs über die sehr bedeutenden Höhen, in welchen diese magnetisch-elektrischen Lichtentwickelungen stattfinden, nicht wohl ein Zweifel obwalten kann, wie denn auch schon die Sichtbarkeit derselben über ganze Erdtheile hin die Annahme von niedrigen Höhen innerhalb der Atmosphäre im allgemeinen nicht gestattet. Im Mittel ergiebt sich aus den vorstehenden 14 Bestimmungen mit Rücksicht auf die

Gewichte derselben eine mittlere Höhe der Nordlichtstrahlen — und zwar ihrer Mitten — von

55 geographischen Meilen.

Ursache der Schwankungen von oft mehr als 20 Meilen um diesen Mittelwerth herum bilden theils und in erster Linie die Ungenauigkeiten der Beobachtungen an sich (die den Ort der Krone meist nur auf ganze Grade angeben), theils ungenaue Bestimmung der Krone als Mitte zwischen den nahe zusammenlaufenden Strahlenenden statt als *Schneidungspunkt ihrer Richtungen*, endlich vielleicht auch Oscillationen der Strahlen selbst. Sichere Schlüsse auf *wirkliche* Verschiedenheiten in der Höhe des Heerdes der Strahlenbildung nach Zeit und Ort lassen sich aus den hier vorliegenden Abweichungen bis jetzt *nicht* ziehen.

Messungen der scheinbaren Länge der Strahlen liegen nicht vor. Nach ungefähren Schätzungen darüber und Berechnung der linearen Länge nach den oben angegebenen Formeln glaube ich inzwischen nicht sehr weit von der Wahrheit abzuirren, wenn ich dafür einen Durchschnittswerth von vielleicht 40 Meilen annehme. Man wird also bis auf weiteres annehmen können, dafs die Lichtentwickelung in etwa 40 Meilen über der Erdoberfläche beginnt und dafs von hier aus die Lichtsäulen noch gegen 40 Meilen in den ganz leeren oder fast ganz leeren Raum emporschiefsen, mit Geschwindigkeiten, deren Gröfse an die Geschwindigkeiten des Emporschiefsens der Sonnenprotuberanzen erinnert. Fast scheint es, dafs die untere Gränze der elektrischen Lichtentwickelung mit dem Aufhören der Atmosphäre und dem Beginne des leeren Raumes in Beziehung steht, da gerade in eine Höhe von etwa 40 Meilen auch diejenige obere Gränze der Atmosphäre zu legen ist, wo nach den Beobachtungen von Liais in Brasilien die letzten Spuren reflectirten Sonnenlichtes noch wahrgenommen werden konnten (C. R. XLVIII. 109) und auf welche auch die Entzündungen der Meteore hindeuten. Stellt sich die untere Gränze der Lichtentwickelung als eine einigermafsen feste (z. B. von 40 Meilen Höhe) her-



aus, so wird man oft, und sogar gewöhnlich, auch *unter der, mehr den Parallelen als den Meridianen folgenden Lichtzone hinwegsehen können und der jenseitige Himmelsraum wird in Form des bekannten dunkeln Segments erscheinen müssen.*

Bei dem Nordlicht vom 4. Febr. d. J., welches sich sehr weit südlich erstreckte, sah man in der That zwei dunkle Segmente, eins im Süden, das andere im Norden, ersteres in diesem Falle schärfer und deutlicher als das letztere, wobei stets die Gipfel dieser Segmente nahe in der Richtung des magnetischen Meridians (der Isogone des Ortes) liegen. In der Richtung der magnetischen Parallelen (Isoklinen) ist dagegen die Ausdehnung der Nordlichter eine viel gröfsere, und die Wölbung der Lichtzone, wenn man sich gerade unter derselben befindet, wird hier meist bis zum Horizont hinabzureichen scheinen, wie denn in der That diesesmal (am 4. Febr.) die Helligkeit sich mehr in der Ost-West-Richtung concentrirte als im Norden. Gelangt man durch das oben angegebene Verfahren zu einer Kenntnifs der Höhe der Fufspunkte der Nordlichtstrahlen, so kann man aus der Maximalhöhe des dunkeln Segments im Norden leicht die Erdgegend bestimmen, wo im Norden die Erscheinung aufhört. Die Fufspunkte der näher liegenden Strahlen liegen scheinbar immer höher und höher und alles vermischt sich so lange zu einem einförmigen hellen Schein, bis die Strahlen nahe genug kommen, um getrennt gesehen zu werden, und wo sie dann aus dem hellen Schein hervorzugehen scheinen. Bilden sich längs verschiedener Parallelen *mehrere* Strahlenzonen, durch lichtlose Zwischenräume von einander getrennt, so hat man die oft beobachtete Erscheinung der concentrischen Lichtbogen im Norden. Auch andere locale Unterbrechungen, sowie Richtungs-Aenderungen der Strahlenbildung (Abweichungen von den Parallelen) werden durch die Beobachtungen angezeigt. Immer jedoch wird man die einzelnen Strahlen selbst der Inclinationsrichtung parallel anzunehmen haben. Weitergehende Fragen würden die nach

der physikalischen Ursache der Strahlen seyn, ferner die nach der Färbung derselben und die nach der Bildung der hellen und farbigen Flecken, sowie überhaupt nach der Art der Lichtentwickelung in dem fast leeren und von der bewegten Erde zuletzt abzugränzenden Raume.

Für eine weitere Prüfung des im vorstehenden erörterten Weges der Höhenbestimmung durch die Convergenzpunkte würde bei vorkommenden Nordlichtern einestheils und vornehmlich eine möglichst genaue Ermittelung des Schneidungspunktes der an der Krone zusammenlaufenden Strahlen wünschenswerth seyn, welches nicht immer die Mitte des zwischen den Strahlenenden bleibenden leeren Raumes ist. Anderntheils würden aber auch solche Convergenzpunkte für die Rechnung benutzt werden können, welche ohne eigentliche Kronenbildung durch Strahlen bestimmt sind, die von der Krone entfernt liegen, da eben die Verlängerung eines jeden Strahles nach der Krone hinführt. Es würde aber alsdann Anfangspunkt und Endpunkt eines jeden Strahls möglichst genau nach Rectascension und Declination oder nach Azimut und Höhe anzugeben seyn, da die Berechnung dieser von der Krone entfernteren Strahlen sich ein wenig modificirt und an Einfachheit etwas verliert. Vortheilhaft und bequem ist es, wenn die benutzten Strahlen theils im magnetischen Meridian, theils zu beiden Seiten desselben symmetrisch liegen. Im allgemeinen sind zwei oder drei nach Anfang und Ende möglichst genau bestimmte Strahlen für die Berechnung nutzbarer, als eine größere Anzahl ungenauer Bestimmungen, bei denen nur ein einzelner Stern angegeben ist, durch welchen der Strahl hindurchging. Man wird aber, wie ich glauben möchte, Anfang und Ende eines Nordlichtstrahles sicherer feststellen können als z. B. die viel kürzere Zeit andauernden Sternschnuppen-Bahnen.

Breslau, 2. April 1872.

Zusatz 2.

Einige Zeit nach Abschlufs des vorstehenden Aufsatzes erhielt ich durch die Güte des Hrn. Prof. Newton in Newhaven einen Abdruck eines von demselben im Mai 1865 in Silliman's *American Journal* (XXXIX. *p.* 286) veröffentlichten Aufsatzes „*the determination of the height of Auroral Arches from observations at one place*", den ich bisher übersehen hatte und welcher ebenfalls schon eine exactere Methode enthält, um *ohne correspondirende Beobachtungen an andern Orten* Höhen des Nordlichtes zu ermitteln, dabei jedoch von Principien ausgehend, welche von den oben erörterten gänzlich verschieden sind. Prof. Newton's Methode beruht auf der Maximalhöhe und Amplitude des dunkeln Segments, oder auch irgend eines *hellen* Bogens, im Norden und macht die (im obigen auch von mir gefolgerten) Voraussetzungen, dafs die Nordlichtzone den (magnetischen) *Parallelen* der Erde folgt und dafs die Lichtentwicklung überall in nahe derselben Höhe (z. B. von 30 bis 40 geogr. Meilen) über der Erdoberfläche beginnt. Die von Newton auf diesem Wege gefundenen Höhen sind ebenfalls *grofse*, sowie nicht minder die von Prof. Twining auf dem Wege der Parallaxe aus dem Nordlicht vom 4. Febr. d. J. gefundenen in dem neusten (April-) Hefte von Silliman's *Amer. Journal*. Die Methode von Newton dürfte sich vornehmlich zur Ermittelung der unteren Gränze der Lichtentwickelung eignen und namentlich in allen den Fällen, wo das dunkle Segment eine scharfe, vom Kreise wenig abweichende und nicht unregelmäfsig begränzte Form hat. Beide Methoden scheinen geeignet sich gegenseitig zu ergänzen, indem bei entfernteren Nordlichtern das dunkle Segment scharf zu seyn pflegt und die Methode von Newton die vortheilhaftere seyn wird, bei den näheren Nordlichtern dagegen mit Kronenbildung die oben angegebene, auf Kenntnifs der magnetischen Inclination beruhende, die gröfseren Beobachtungs-Vortheile darbieten möchte.

Breslau d. 13. Mai 1872.

VII. *Der Meteorstein von Walkringen; von Prof. B. Studer.*

In der von Sulzer besorgten Ausgabe von Scheuchzer's [1]) Naturgeschichte steht folgende Nachricht:

„Dienstag den 18. Mai 1698 hat man bei heiterem Himmel am unterschiedlichen und vielen Orten ein überaus starkes Schiefsen in der Luft gehört. Der Schüsse waren fünf und hatte ein jeder seinen Nachklapf, welcher nicht minder stark als der Hauptklapf war. Neben diesen Schüssen hörte man an etlichen Orten eine grofse Decharge von vielen Tausend Musqueten und heftiges Trommeln, welches alles am obbemeldeten Tag auf den Abend zwischen 7 und 8 Uhr gehört worden ist."

„Zu eben dieser Zeit ist in der Gemeinde *Waltringen*, dem Gericht Hasslc, zu Hinterschwendi, an dem höchsten Orte der bedeuteten Gemeinde, ein schwerer Stein aus der Luft auf einen Acker herunter gefallen, welchen Stein des Hans Blindebachers Magd, die unter einem Baum, etwa 30 Schritte von dem Orte stehend, fallen gesehen, welcher Stein, nach ihrer Aussag, ein Räuchlin erwecket, als er zur Erde niederfallen. Ohnweit von dieser Magd, etwa sechs oder acht Schritte, stunden zwei Mannspersonen in einem Garten, welche, als sie gefragt wurden, ob sie diesen Stein auch entweder gehört oder hernieder fallen gesehen haben, darauf geantwortet, dafs sie zwar den Stein nicht haben hernieder fallen sehen, wie die Magd, so aufser dem Garten gestanden, aber das können sie mit Grund der Wahrheit sagen, dafs sie nach dem Schiefsen ein Rauschen in der Luft gehört, nicht anders, als wenn sich ein Vogel schnell in der Luft schwinge."

„Als nun diese beiden Mannspersonen, wie auch die bedeutete Magd, welche, nach ihres Meisters Aussag, still

1) Scheuchzer, Naturgeschichte des Schweizerlandes, 1746, I., S. 276.

und wahrhaft, diese Schüsse mit grofser Bestürtzung als über ihrem Haupte gehört und defswegen in einen nicht geringen Schrecken gerathen, sind sie sämmtlich in ihr Haus heimgelaufen und haben mit einander von dieser Sache geredet, da dann die Magd bezeuget, dafs sie nicht nur diese Schüsse gehört, sondern auch etwas gesehen aus der Luft auf den Acker niederfallen. Als sie nun solches der Magd nicht glauben wollten, sind sie des morgenden Tages mit der Magd an den Ort gegangen, da sie gesagt, dafs sie etwas habe niederfallen sehen. Als sie an den Ort kamen, fanden sie anders nichts als eine Grube in dem Herd, etwa eines Gmünds (?) hoch (da aber zu wissen, dafs an dem Ort nicht mehr als einer guten Hand hoch Erdrich, darunter aber harte Steine); in der Grube aber fanden sie gar nichts. Da sie sich aber weiters umsahen, um zu sehen, was noch anzutreffen sey, da fanden sie an dem Rainlein (Abhang) dieses Ackers, etwa acht Schritt von der Grube, einen schwarzen Stein, dergleichen kein anderer zu sehen war; worüber sie festiglich glaubten, dafs derselbe aus der Luft herunter gefallen sey. Welchen Stein sie dem Prediger des Ortes, Hrn. Jakob Dünki, überbracht, welcher ihn hernach auf die Bibliothek zu Bern nebst bisher erzähltem Attestat verehrt."

„Gewifslich, wenn je eine Strahlgeschicht die Wirklichkeit der Strahlsteine bejahet, so ist's die jüngst erzählte. Wenn irgendwo ein wahrer Strahlstein ist, so suche man denselben in dem Naturalien- und Kunst-Ghalter der löbl. Stadt Bern. Dessen kann sich Cartesius und sein Anhang bedienen, um die Welt glauben zu machen, dafs aus Vermisch- und Zusammenfügung vieler schweflichter, fett- und irdischer salzichter Dünste ein Strahlstein augenblicklich in der Luft erzeugt werden könne."

Derselbe, wohl von Pfarrer Dünki verfasste Bericht steht auch in der ersten von Scheuchzer selbst besorgten Ausgabe der Naturgeschichte [1]).

Auf welchem Wege aber Scheuchzer diesen Bericht

1) Schweiz. Naturg. 1706. II. 75.

erhalten hat, ist mir, trotz eigener Bemühungen und derjenigen meiner Freunde in Bern, Zürich und Basel, nicht möglich gewesen, aufzufinden. Auf der Bibliothek in Bern fehlt derselbe, und Sch., als er sie 1705 besuchte [1]), erwähnt weder des Berichts, noch des Steins [2]). Auch ist der Bericht in Betreff der Ortsangabe auffallend ungenau, und diese Angabe jedenfalls kann nicht in dem ursprünglichen Bericht gestanden haben.

Ein Pfarrdorf *Waltringen* kommt im Kanton Bern nicht vor; einzelne Höfe oder Häusergruppen dieses Namens finden sich im untern Emmenthal, nicht aber im Hasle. Zur Zeit des Meteors war ferner Jakob Dünki Pfarrer in *Walkringen*, drei Stunden östlich von Bern, und die, auch in andere Schriften von Scheuchzer [3]) übergegangene Verwechslung beider Namen ist nicht sehr auffallend. Wenige Jahre später wurde Dünki Pfarrer zu Münsingen, was auch Scheuchzer anführt. Es ist demnach aufser Zweifel, dafs der Ort, wo das Meteor stattfand, *Walkringen*, nicht *Waltringen* gewesen ist. Dieses bestätigt auch folgender Bericht, den ich der Freundlichkeit des gegenwärtigen Pfarrers von Walkringen, Hrn. Stettler verdanke:

„Laut den Pfarrbüchern, schreibt Derselbe, ist in den Jahren 1691 bis 1703 Johann Jakob Dünki hier Pfarrer gewesen. Das Bergviertel der Gemeinde heifst Schwendi und der höchst gelegene Theil, wozu drei Höfe gehören, Hinter-Schwendi. Der Name Blindebacher kommt in der Gemeinde nicht mehr vor (wohl aber in anstofsenden Gemeinden). Dagegen hat 1692 ein Niklaus Blindebacher ein Kind hier taufen lassen und 1697 war eine Magdalena Blindebacher Taufpathin. In den Pfarrbüchern und im Pfrundurbar ist nichts über diesen Me-

1) Itin. alp. 1723, p. 323.

2) In den Manuscripten von Dekan Gruner, Scheuchzer's Freunde, und in hiesigem Staatsarchiv waren alle Nachforschungen vergeblich.

3) Naturg. 1718. III 37.

teorsteinfall enthalten, und die Gemeindeprotocolle gehen nicht über das laufende Jahrhundert hinauf."

Da die Gemeinde Walkringen nördlich bei Hinter-Schwendi, an die Gemeinde Hasle bei Burgdorf angränzt, und Hans Blindebacher wahrscheinlich der letztern angehörte, indem die Familie Blindebacher noch jetzt in Hasle eingebürgert ist, so kann hieraus der Irrthum entstanden seyn, den Vorfall in das Gericht Hasle zu verlegen, womit nur Meiringen bezeichnet seyn könnte, daher auch Kämtz (Meteorl. III.) ihn, als im Berner Oberland vorgekommen, anführt. Es wird in der ersten Nachricht der Meister der Magd als Hans Blindebacher von Hasle bezeichnet gewesen seyn.

Als Chladni sich im zweiten Jahrzehend dieses Jahrhunderts in Bern befand, forschte er mit eifriger Unterstützung der damaligen Vorsteher der Bibliothek und des naturhistorischen Museums, vergebens nach dem von Scheuchzer angeführten Meteorsteine und schrieb daher in der Vorrede zu seinem Buch über Feuer-Meteore 1819 S. XVII, wo er der ungünstigen Aufnahme erwähnt, die seine Behauptung, daſs die Pallas'sche Eisenmasse meteorischen Ursprungs sey, erlitten hatte:

„Der Unglaube ging so weit, daſs man sogar die meisten in öffentlichen Sammlungen aufbewahrt gewesenen Meteormassen weggeworfen hat, weil man befürchtete, sich lächerlich zu machen und für unaufgeklärt gehalten zu werden, wenn man nur die Möglichkeit der Sache zugäbe. So in Dresden, Wien, Kopenhagen, Verona und ebenso ist in Bern der 1698 bei Waltring gefallene Meteorstein nebst der Urkunde verschwunden."

Es scheint indess in Bern das von Pfarrer Dünki angebotene Geschenk von der Bibliothekbehörde gleich Anfangs nicht angenommen, oder bald nachher entfernt worden zu seyn. In dem, nach der neuen Organisation der Bibliothek, 1693 angefangenen, mit vielem Luxus ausgestatteten und genau fortgeführten Donationenbuch findet man nichts von dem Stein von Walkringen und der

Name Dünki fehlt unter den Donatoren, während unbedeutendere Gaben nicht vergessen sind. Scheuchzer, in seiner Reise von 1705 erwähnt unter den auf der Bibliothek gesehenen Naturmerkwürdigkeiten Glossopetern von Wabern, Tufsteine mit Blattabdrücken von Toffen, Mondmilch von Weifsenburg etc. Dafs er von dem Stein und Attestat ganz schweigt, scheint beinah eine Art Scheu zu verrathen, von dieser Sache zu reden. Reichhaltiger ist das Verzeichnifs der auf der Bibliothek aufbewahrten Gegenstände, welches Gruner, Dekan in Burgdorf, in den *Delicae urbis Bernae* 1732 mittheilt, aber auch hier fehlt jede Erwähnug des Aërolithen. Um so mehr in allen spätern Schriften.

Wenn aber die Weigerung der Behörde, den Stein anzunehmen, zunächst nach dem Meteor stattfand, so kann sie kaum, wie Chladni annimmt, in der Furcht unaufgeklärt zu erscheinen, begründet gewesen seyn. Im Zeitalter der *Formula consensus* und der Hexenprocesse wurden die Behörden und besonders die meist aus Theologen bestehende Bibliothekbehörde, von andern Motiven geleitet, als am Ende des 18. Jahrhunderts.

Cartesius [1]) behauptet, dafs bei Gewittern die Ausdünstungen des Bodens in der Atmosphäre sich zu harten Steinen, *Strahlsteinen* verdichten könnten und der Nachsatz in Sulzer's Bericht beweist, dafs diese Lehre mit dem Steinfall von Walkringen in Verbindung gesetzt wurde. Stammt der Nachsatz, wie man wohl annehmen darf, ursprünglich von Scheuchzer her, so ist sein späteres Wegfallen nicht ohne Bedeutung.

In Bern war die Cartesianische Philosophie zuerst durch den 1666 zum Professor der Philosophie ernannten David Wyss bekannt geworden und hatte unter den Studirenden Anhänger gefunden. Diefs veranlafste den gefürchteten Dekan Hummel und den Kirchenconvent, die Regierung auf die Gefahr aufmerksam zu machen, die der Rechtgläubigkeit von einer Lehre her drohe, die mit

1) Cartesius, Meteorol. Cap. VII, 10.

der Forderung des Zweifels beginne. Es erfolgte 1669 ein strenges Edict an alle Professoren und Lehrer, in ihren Vorträgen Alles zu vermeiden, was mit der neuen Doctrin in Verbindung stehen möchte, den Studenten wurde befohlen, alle darauf bezüglichen Bücher und Schriften an die Kanzlei abzuliefern; man durchsuchte die Zimmer der Studirenden, warnte die im Auslande Studirenden vor Universitäten, die den Cartesianischen Grundsätzen huldigten und examinirte die Zurückgekehrten über ihren Glauben. Dieser Befehl wurde 1671 wiederholt und verschärft, und bis an's Ende des Jahrhunderts und später suchte man auf jede Weise dem Eindringen der Cartesianischen Philosophie vorzubeugen. Unter solchen Verhältnissen darf man sich nicht wundern, wenn die Vorsteher der Bibliothek es gerathen fanden, ein Geschenk abzuweisen, dafs eine Behauptung von Cartesius zu bestätigen schien. Wahrscheinlich bleibt es immerhin, dafs der Aërolith von Walkringen nicht der Aufklärung, sondern der Orthodoxie geopfert worden ist.

VIII. *Zur Farbenzerstreuung des Fuchsins; von C. Christiansen.*

Hr. Prof. Kundt hat im Januarhefte 1872 dieser Annalen einige Refractionsindices anomal brechender Körper angegeben, unter denen auch einige auf Fuchsin beziehende sich finden. Wie er bemerkt, stimmen die von ihm gefundenen Zahlen zwar im Allgemeinen mit den meinigen überein, aber ihrer absoluten Gröfse nach findet zwischen ihnen ein bedeutender Unterschied statt. Der Grund dieses Unterschiedes liegt darin, dafs ich den absoluten Werth von n_H viel zu klein gefunden habe, wahrscheinlich weil diese Wahrnehmungen spät im Jahre 1870 ge-

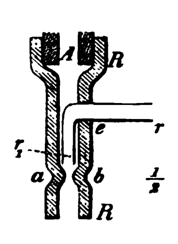
macht worden sind, unter sehr ungünstigen atmosphärischen Verhältnissen. Dagegen kann ich die von Kundt gefundenen Brechungsverhältnisse mittelst einiger von mir im Sommer 1871 ausgeführten Messungen bestätigen; sie beziehen sich auf eine stark concentrirte alkoholische Auflösung von Fuchsin.

Aeufserstes Roth	1,450
Gelb	1,516
Blau	1,338
Violett	1,374.

Diese Zahlen stimmen mit denen von Kundt gefundenen für Violett überein, zeigen aber die anomale Dispersion beträchtlich stärker als die seinigen, wegen der sehr starken Concentration der Flüssigkeit.

IX. *Eine neue Wasserluftpumpe; von C. Christiansen.*

Obige Mittheilung veranlafst mich noch eine äufserst einfache Wasserluftpumpe zu beschreiben, die ein Jeder ohne alle Kosten verfertigen kann, die die Luft vollständig entfernt, und somit in manchen Fällen ebenso wohl wie die Bunsen'sche Luftpumpe angewandt werden kann. Ein dickwandiges Kautschukrohr *RR* wird um das Wasserohr *A* gebunden; mit einer glühenden Stricknadel bohrt man *RR* bei *e* durch und steckt durch die Oeffnung ein umgebogenes Glasrohr rr_1. Wenn nun das Wasser durch *A* in den Apparat hineinfliefst, merkt man zwar keine, oder nur eine sehr geringe Saugung bei *r*; in einem daran befestigten Glasrohr, dessen anderes Ende in Quecksilber taucht, steigt das Quecksilber



nur ungefähr 1"; wenn man aber mit den Fingern das Rohr etwa bei *ab* zusammendrückt, steigt das Quecksilber 26 bis 27" und es zeigt sich dadurch, dafs man einen fast vollständig luftleeren Raum auf diese Weise herstellen kann. Es kommt aber sehr viel darauf an, dafs man das Rohr am rechten Orte zusammenklemmt, die Wirkung zeigt sich nur an einer einzelnen Stelle. Der kleinste Werth des Druckes in dem mit *r* verbundenen Raume ist gleich der Spannkraft des Wasserdampfes bei der kleinsten im Raume stattfindenden Temperatur; in einem Falle, wo die Temperatur des Wassers 5° C. betrug, fand ich im luftverdünnten Raume einen Druck von 7^{mm}, also genau die Spannkraft des Wasserdampfs bei 5°.

Es folgt von selbst, ist aber sehr interessant zu beobachten, dafs mit steigender Verdünnung der Luft die Ausströmungsgeschwindigkeit des Wassers abnimmt; man braucht nur die Mündung bei *r* abwechselnd zu schliefsen und zu öffnen um diefs zu bemerken. Mit einem von Glas angefertigten Apparate, in welchem Falle man aber sehr viele Versuche machen mufs, um die beste Form des Rohres *RR* zu finden, kann man die Vorgänge bei r_1 besser studiren und es giebt somit eine klare Einsicht in die Wirkungsweise dieses Apparates. Das ganze Phänomen ist natürlich dadurch hervorgebracht, dafs sich unter r_1 ein kegelförmiger Hohlraum bildet, dessen Wand von fliefsendem Wasser gebildet ist, das durch seine lebendige Kraft dem Luftdrucke Gleichgewicht hält und dadurch ermöglicht, dafs ein luftleerer Raum bei r_1 existiren kann.

X. *Ultraviolette Strahlen sind unmittelbar sichtbar;*

von M. Sekulić,

Prof. an d. Ober-Realschule zu Rakovac in Kroatien.

(Aus dem Kroatischen übersetzt.)

Bei einer Gelegenheit wollte ich scharf die Gränze des sichtbaren Theiles des Spectrums auf der *H*-Seite bestimmen, dabei wandte ich ein Spectroskop mit zwei Flintglasprismen, Colimator und Fernrohr und directes Sonnenlicht an. Bei diesen Versuchen gelang es einmal die fünf Linien der Gruppe verschwommen wahrzunehmen; ermuthigt durch diesen glücklichen Zufall wurde der ganze Apparat in dieser Stellung vorsichtig geprüft. Nach längerem Hin- und Hersuchen entdeckte ich, daſs die Sichtbarkeit dieser Linien und des damit verbundenen Lichtes von den directen Sonnenstrahlen respective des directen Sonnenbildes abhängig ist. Als nun das Collimatorrohr mit der Linse so gerichtet wurde, daſs die Sonne direct im Brennpunkte der Ellipse, somit auf die brechende Fläche des Prisma projicirt wurde, sah ich das Licht und die dunklen Linien bis zur *N*-Gruppe. Die *M*-Gruppe erschien so deutlich, daſs man noch auf die dritte breite Linie den Faden des Fernrohres mit der gröſsten Sicherheit einstellen konnte. Die *N*-Gruppe dagegen erschien ziemlich verschwommen, nur der lichte Streifen dieser Gruppe konnte noch wahrgenommen werden. Unter diesen Umständen konnte ich auch natürlich die Farbe des Lichtes genau beobachten. Dieselbe ist, wie schon gesagt wurde, lichtblau, beinahe möchte ich sagen, silbergrau, ohne Spur von einer Röthe. Um mich besser überzeugen zu können, ob rothe Farbe darin sey, wandte ich blaue und violette Gläser an, in der Meinung, daſs diese Gläser irgend welche Wirkung in der Farbe hervorbringen würden, und um daraus auf das Roth des Violetten schlieſsen

zu dürfen. Bei Anwendung des blauen Glases erfüllte sich das Fernrohr, ich möchte sagen, mit einem lichtblauen Dunste, ähnlich dem Fluorescenzlichte des Chinins; dieser lichtblaue Nebel ist auch ohne Glas sichtbar, aber nicht so intensiv wie mit dem Glase. Im Hintergrunde liegen die dunklen Linien wie auf einem silbernen Bande gezogen. Bei Anwendung des violetten Glases verschwindet dieses neblichte Licht ganz, und man sieht ungleich besser das silbergraue Band mit allen Linien auf vollkommen dunklem Felde des Fernrohrs.

Als ich die Linien mit der Müller'schen Photographie (Müller, Lehrbuch der Physik) verglich, so zeigte sich eine vollkommene Identität aller Linien, so daſs man nur die Genauigkeit bewundern muſs, mit welcher Müller diesen Theil des Spectrums aus mehreren Photographien zusammengestellt hat.

Ich befasse mich jetzt damit die Brechungsexponenten für einzelne Linien zu bestimmen, und werde den Gegenstand weiter verfolgen, da ich Hoffnung habe, bald auch einen Quarzapparat zu bekommen.

XI. *Purpurophyll, ein neues (?) Derivat des Chlorophylls;* *von Dr. T. A. Hartsen, derzeit in Pau.*

Wie den Freunden des Chlorophylls bekannt ist, hat Hr. Frémy diesen Stoff mit Alkalien behandelt und dabei zwei Farbstoffe, die er „Phyllocyanin" und „Phylloxanthin" getauft, erhalten. Das Verfahren, welches ihn zu diesem Resultat geführt, hat Hr. Frémy beschrieben wie folgt [1]). Durch Behandlung mit Alkalien gelb gemachtes

1) Siehe *Traité de chimie etc. par MM. Pelouze et Frémy*, Artikel: *couleur verte des feuilles.*

Chlorophyll wird durch Salzsäure zur grünen Farbe zurückgeführt. Schüttelt man nun die Salzsäure, in welcher dieser gelbe Stoff gelöst ist, mit Schwefeläther, so erhält man zwei Schichten, deren obere, ätherische, schön gelb, die untere, wässrige, dagegen schön blau gefärbt ist.

So die Zeugenerklärung von M. Frémy. Durch Genauigkeit glänzt dieselbe allerdings nicht. Was mufs man anfangen, damit Chlorophyll durch Alkalien gelb gemacht wird? Und ist es gleichgültig, *welches* Alkali man sich dabei bedient?

Hr. Frémy hätte andern Forschern — wenigsten uns selber — Zeit und Mühe ersparen können, wenn er die Antwort auf die Fragen zugleich mitgetheilt hätte.

Auf gutes Glück hin sind wir bestrebt gewesen, die Versuche des Hrn. Frémy zu wiederholen. Das Verfahren, welches wir dabei gefolgt, werden wir in Kürze beschreiben.

Chlorophyll [1]) wurde mit ein wenig starker Kalilauge etwa $\frac{1}{4}$ Stunde gekocht. Das Gemenge wurde *nicht gelb*, sondern behielt die grüne Farbe. Jetzt wurde es filtrirt. Das Filtrat hatte dieselbe Farbe wie eine starke alkalische Lösung von Chlorophyll. Auch zeigte sie, ebenso wie diese, starke auffallende Fluorescenz.

Zu dieser Lösung wurde Salzsäure zugesetzt. Sobald das Kali neutralisirt war, entstand etwas Präcipitat. Wurde nun weiter Salzsäure zugefügt, so *änderte sich die Farbe in ein lebhaftes Grasgrün, während die Fluorescenz verschwunden war.* Von *Gelb* wurde noch nichts gespürt.

Allmälich sind wir dem Entstehen des „Purpurophylls" näher gerückt. Wird nämlich die saure, grasgrüne Flüssigkeit mit kohlensaurem Kalk neutralisirt, so fällt ein graues Präcipitat nieder. Man wäscht es mit Wasser und giefst

1) Unter „Chlorophyll" verstehen wir, mit allen Schriftstellern über diesen Gegenstand, die grüne Masse, welche man erhält, wenn man grüne Blätter mit Alkohol oder Aether auszieht und den Auszug danach verdampfen läfst. Etymologisch jedoch ist diese Terminologie nicht angemessen. „Chlorophyll" meint ja „den *grünen* Farbstoff" der Blätter. Dasjenige, was man jetzt „Chlorophyll" zu nennen pflegt, enthält dagegen aufserdem gelbe Farbstoffe usw.

nachher Alkohol darauf. Letzterer färbt sich *mit dem schönsten Purpur, welcher mit Grün und Carminroth aufs prächtigste fluorescirt.*

Der Körper, welcher diesen auffallenden Erscheinungen zu Grunde liegt, scheint noch nicht beschrieben zu seyn. Wir schlagen daher vor, ihn *Purpurophyll* zu taufen, bis zur Zeit, wo ein passender Name gefunden seyn wird.

Die Natur dieses Körpers haben wir nicht näher untersucht. Vielleicht dürfte er mit den Farbstoffen einiger Blumen (Veilchen usw.) identisch seyn. Durch Ammoniak wird er grün gefärbt.

Zum Schluſs noch eine Bemerkung über die Versuche von M. Frémy. Dieser Gelehrte will durch Schütteln von Aether mit der sauren Lösung von der (S. 159) die Rede war, eine gelbe und eine *blaue* Schicht erhalten haben. Was diese blaue Schicht anlangt, so haben wir vergeblich versucht, dieselbe zu erzielen. Wenn wir mit Aether schüttelten, färbte dieser sich allerdings gelb, die untere Schicht jedoch wurde niemals *blau*, sondern höchstens bläulich-grün. Hat Hr. Frémy wirklich *blau* gesehen, oder hat er es nur zu sehen gemeint. Hat vielleicht die *a priori*'sche Ueberzeugung, ein *grüner* Stoff wie Chlorophyll *müsse* sich in Blau und Gelb zersetzen lassen, Sinnestäuschung bewirkt? Oder haben wir selbst nicht das richtige Verfahren geübt?

Wie dem sey, genaue Angaben von Hrn. Frémy wären erwünscht.

In einem nächsten Artikel werden wir auf die Untersuchungen Frémy's zurückkommen und zeigen, daſs seine Interpretation der Resultate *falsch* [1]) ist.

1) Mit diesem Ausdruck soll keineswegs ein Vorwurf gegen Hrn. Frémy gemeint seyn. Täuschungen auf diesem Gebiet sind sehr leicht. Uebrigens hat der verdienstvolle Frémy durch seine Untersuchungen über Chlorophyll eine Anregung gegeben, für den wir ihm, soweit es uns persönlich betrifft, Dank schuldig sind.

A. W. Schade's Buchdruckerei (L. Schade) in Berlin, Stallschreiberstr. 47

1872. ANNALEN № 6.
DER PHYSIK UND CHEMIE.
BAND CXLVI.

I. *Die manometrischen Flammen;*
von Dr. Rudolph König in Paris.

Zu Anfang des Jahres 1862 ersann ich eine neue Beobachtungsmethode, welche zum Zwecke hatte, die tönenden Luftwellen, oder, was dasselbe ist, den wechselnden Dichtigkeitszustand der Luft, während dieselbe von tönenden Schwingungen durchflossen ist, oder während sie sich selbst in Schwingungen befindet, in der Weise zur Anschauung zu bringen, wie die anderen bis dahin in der Akustik gebräuchlichen Beobachtungsmethoden gestatten die Schwingungen der Körper zu untersuchen, durch welche diese Luftwellen erregt werden. Der erste Apparat, bei welchem ich diese Methode anwendete, figurirte schon auf der Londoner Ausstellung 1862, seit jener Zeit gründete ich jedoch eine ganze Reihe von Apparaten auf dieselbe, von denen einige schon in den Annalen von Poggendorff (Bd. CXXII, S. 242 u. 660; 1864), andere auch in meinem Katalog 1865 kurz beschrieben wurden. Folgende Zeilen haben nun den Zweck, alle diese Apparate, wie diejenigen, welche seit der Veröffentlichung des Katalogs hinzugekommen sind, und die Experimente, welche sich mit denselben ausführen lassen, im Zusammenhange darzustellen.

Die kleine Vorrichtung, auf deren Anwendung meine Methode beruht und welcher ich den Namen „manometrische Kapsel" gegeben habe, besteht in einer in einem Holzplättchen befindlichen Höhlung, deren Oeffnung durch eine dünne Membrane verschlossen ist. In diese Höhlung kann durch eine Röhre Leuchtgas eingeführt werden, wel-

ches durch eine zweite Röhre, die in einem Gasbrenner endet, wieder ausströmt und dort angezündet wird. Wenn sich die Luft nun plötzlich vor der Membrane verdichtet, so wird diese natürlich in die Höhlung hineingetrieben, somit auf das in letzterer befindliche Gas ein Druck ausgeübt und die Flamme in die Höhe geschnellt. Verdünnt sich die Luft plötzlich vor der Membrane, so wird diese schnell nach aufsen gezogen, der Raum in der Kapsel momentan vergröfsert, das Gas in derselben verdünnt und somit die Flamme herabgezogen.

Eine Membrane besitzt bekanntlich, wie jeder andere elastische Körper, nur eine bestimmte Reihe von Eigentönen, und so könnte man auf die Vermuthung kommen, dafs sich auch die manometrische Kapsel nur in den Fällen wirksam beweisen werde, wenn der auf sie wirkende Ton mit einem der Eigentöne ihrer Membrane übereinstimmt, dem ist jedoch nicht so, denn aufser den Schwingungen, welche ein Körper unter dem Einflusse seiner Elasticität ausführt, kann ihm natürlich jede beliebige Bewegung gleichsam aufgezwungen werden, wenn nur die auf ihn wirkende Kraft bedeutend gröfser ist, als der Widerstand, welchen er denselben entgegenzusetzen im Stande ist. Nehmen wir z. B. eine lange, dünne, auf den Grundton von 100 Schwingungen gestimmte Saite und setzen ihre Mitte in feste Verbindung mit der Zinke einer sehr starken, massiven Stimmgabel von 110 Schwingungen, so wird sie offenbar, wenn letztere vibrirt, 110 mal hin- und hergezogen werden, obgleich sie ihrer Natur nach nur 100, 200, 300 usw. Schwingungen ausführen könnte. Eigentlich schwingt sie also in diesem Falle nicht, sondern wird nur mechanisch hin- und hergezogen, und dieses ist auch der Fall mit der manometrischen Kapsel, da sie so construirt ist, dafs ihr Widerstand gegen die auf sie wirkenden Verdichtungen und Verdünnungen der Luft als verschwindend klein betrachtet werden können. Ein und dieselbe Kapsel zeigt sich daher in der That für jeden beliebigen Ton gleich wirksam, wie auch

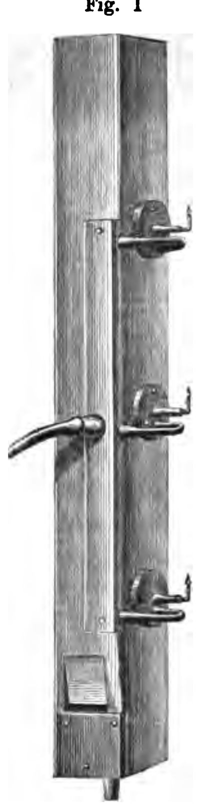
verschiedene Kapseln, deren Membranen durchaus nicht gleich gestimmt sind, unter dem Einflusse desselben Tones gleiche Resultate geben.

Wenn man von mehreren Kapseln, welche zugleich aus demselben Gasbehälter alimentirt werden, eine in Wirksamkeit versetzt, so sieht man, daſs auch die Flammen aller anderen in Bewegung gerathen. Wird nämlich die Membrane in ihre Kapsel hineingedrückt, so treibt der auf das Gas ausgeübte Druck nicht allein durch die Ausfluſsröhre die Flamme in die Höhe, sondern er pflanzt sich auch durch die Zufluſsröhre bis in den gemeinsamen Gasbehälter und von diesem bis in die andern Kapseln fort, deren Flammen er gleichfalls, wenn auch schwächer, verlängert. Bei der entgegengesetzten Bewegung der Membrane ist denn diese fortgeleitete Wirkung natürlich auch die entgegengesetzte. Sollen daher mehrere Kapseln zugleich angewendet werden, so muſs vor allen Dingen diese wechselseitige Einwirkung derselben auf einander beseitigt werden. Ich suchte diesen Zweck zuerst dadurch zu erreichen, daſs ich zwischen den Gasbehälter und die Kapseln lange, dünne Kautschukröhren einschaltete, deren Wirkung sich jedoch noch nicht als ganz genügend erwies. Vollständig erreichte ich aber meinen Zweck durch die Anwendung von Hülfskapseln, durch welche ich das aus dem gemeinsamen Behälter kommende Gas strömen lieſs, ehe ich es in die manometrischen Kapseln leitete. Sie sind ähnlich wie diese letzteren construirt, und jede besteht einfach in einer Höhlung, die durch eine sehr dünne Membrane verschlossen ist. Pflanzt sich nun der im Gas einer manometrischen Kapsel entstandene Druck durch die Zufluſsröhre nach dem Gasbehälter zu fort, so wird er beim Eintritt in die Hülfskapsel dadurch zerstört, daſs die Membrane derselben ihm weicht. Die Praxis zeigt auch, daſs man in der That eine von mehreren in der angegebenen Weise von einander isolirten Flammen in die stärkste Bewegung versetzen kann, ohne die übrigen im Geringsten zu beeinflussen.

Nachweis des verschiedenen Verhaltens der Luft in den Knotenstellen und in den Bäuchen einer tönenden Luftsäule.

Um zuerst den wechselnden Dichtigkeitszustand der Luft in den Knotenstellen und den unveränderten in den Bäuchen einer tönenden Luftsäule im Allgemeinen darzustellen, wende ich eine offene Orgelpfeife an, welche so construirt ist, daſs man mit Leichtigkeit nach Belieben entweder ihren Grundton oder den ersten harmonischen Ton, die Octave, ansprechen lassen kann (Fig. 1). An der Knotenstelle des Grundtones und den beiden Knotenstellen der Octave befinden sich in der einen Seitenwand der Pfeife drei Löcher, über denen drei manometrische Kapseln so angebracht sind, daſs die Oeffnungen gerade von den Membranen, deren Durchmesser sie haben, geschlossen werden. Ein gemeinsamer mit Hülfskapseln versehener Behälter alimentirt die drei Flammen, deren Länge durch Hähne regulirt werden kann.

Fig. 1



Giebt man nun den drei Flammen eine gleiche Höhe von 15 bis 20^{mm} und bläst die Octave an, so werden die beiden äuſsersten in so heftige Bewegung versetzt, daſs sie verlängert, schmal und ganz blau ohne Leuchtkraft erscheinen, wegen der beträchtlichen Menge Luft, welche sie beim Auf- und Niederzucken mitreiſsen, während die mittlere Flamme fast vollständig ruhig und leuchtend bleibt, da sie sich an der Stelle eines Bauches befindet, wo die Luft nur hin- und hergleitet. Beim Tönen des Grundtons ist die Mittelflamme im Knoten und daher stark bewegt, die beiden äuſseren, welche sich zwischen diesem und den Bäuchen an den Enden der Röhre befinden, zeigen eine schwächere Bewe-

gung und da es sich in diesem Falle nur um Unterschiede in der Intensität der Bewegung der einzelnen Flammen handelt, bedient man sich hier besser kleinerer Flammen, wo denn die mittlere ganz blau wird, während die äufseren noch gelbe Köpfchen behalten. Giebt man den Flammen eine Länge von nur 8 bis 10^{mm}, so geht beim Grundtone die mittlere Flamme aus, während beim Anblasen der Octave die Seitenflammen erlöschen.

Diese Experimente lassen sich auch mit einer gedeckten Orgelpfeife ausführen, welche den Grundton und ihren ersten Oberton hören lassen kann. Es mufs sich dann eine der Flammen am Ende der Röhre befinden, wo sowohl der Knoten des Grundtones, als auch einer der Knoten des Obertones liegt. Bei geringer Länge der Flamme geht, wenn der Grundton angeblasen wird, zuerst die Endflamme aus und darauf die mittlere, weil diese der Knotenstelle noch näher liegt, als dem Bauche am Munde der Pfeife. Beim Tönen des ersten Obertons, der Duodecime des Grundtones, bleibt aber wieder die Mittelflamme unverändert, während die beiden äufseren erlöschen.

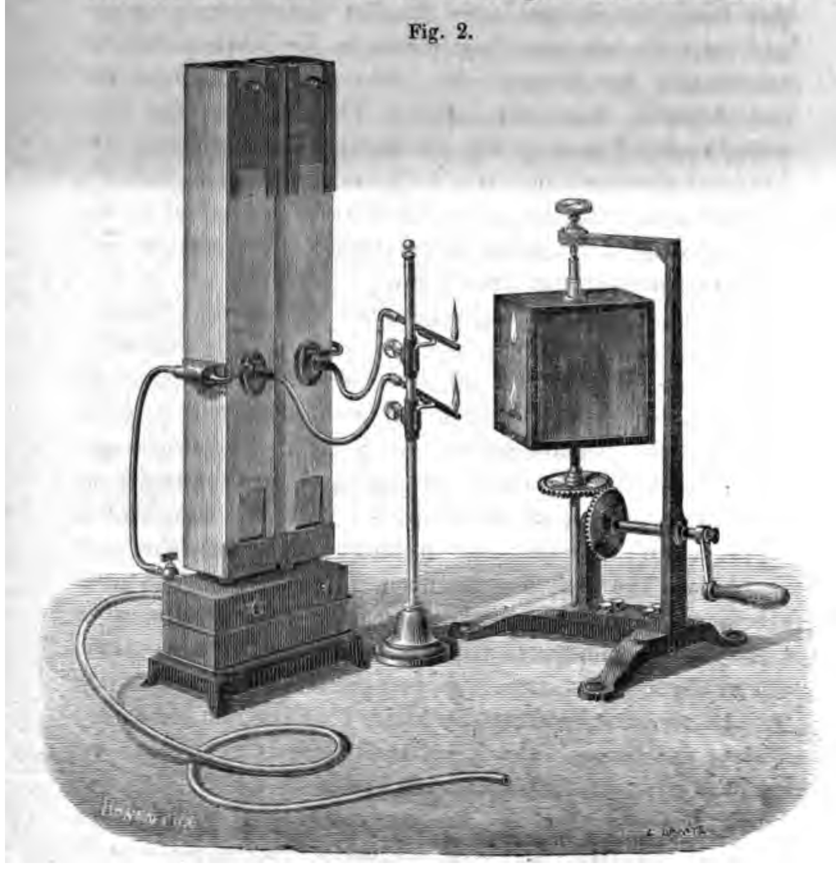
Vergleichung und Combination mehrerer Töne.

Diese Experimente zeigten nur Gesammtwirkungen ganzer Reihen aufeinanderfolgender Vibrationen, läfst man jedoch das Bild der Flammen auf einen drehenden Spiegel fallen, so erscheinen in demselben alle Phasen ihrer Bewegungen nebeneinander, und man kann dann nicht nur die Anzahl der Schwingungen und Verhältnifszahlen verschiedener Töne untersuchen, sondern auch die aus der Combination mehrerer Töne entstandenen Bilder beobachten.

Der Apparat, welcher für diese Untersuchungen dient, besteht aus einer Reihe von Orgelpfeifen, von denen jede im Knotenpunkte ihres Grundtons mit einer manometrischen Kapsel versehen ist, die vermittelst einer Kautschukröhre mit Gasbrennern, welche auf einem besondern

Ständer angebracht sind, in Verbindung gesetzt werden kann (Fig. 2). Vor diesen Gasbrennern kommt ein aus vier platinirten Glasplatten zusammengesetzter drehender Spiegel zu stehen. Die platinirte Seite der Glasplatten ist nach aufsen gekehrt, um die durch Reflexion von beiden Oberflächen der Glastafeln entstehenden störenden Doppelbilder der gewöhnlichen Spiegel zu vermeiden. Eine kleine Windlade zur Aufnahme von je zwei Orgelpfeifen zeigt zwei Ansatzröhren, von denen die gröfsere dazu dient den Wind aus irgend einem Blasebalg einzuleiten. Durch die dünnere wird das Gas in einen gemeinsamen Behälter

Fig. 2.



eingeführt, der mit zwei Hähnen versehen ist, welche man vermittelst Kautschukröhren mit den Kapseln der Orgelpfeifen verbindet.

Das Bild einer ruhigen Flamme zeigt im drehenden Spiegel einen Lichtstreifen von der Breite der Flammenhöhe; läfst man aber die Orgelpfeife ertönen, welche mit ihr in Verbindung steht, so erscheint an Stelle dieses Streifens eine Reihe regelmäfsig aufeinander folgender Flammenbilder, deren Spitzen nach der entgegengesetzten Richtung umgebogen sind, als nach welcher der Spiegel gedreht wird. Disponirt man zwei Brenner in der Weise, dafs ihre Bilder im Spiegel zwei Streifen untereinander geben und setzt sie mit zwei Orgelpfeifen in Verbindung, welche miteinander das Intervall der Octave geben, so zeigt die dem höheren Tone zukommende Reihe gerade die doppelte Anzahl Flammen als die andere, wodurch sich das Schwingungsverhältnifs von 1 : 2 erweist (Fig. 3, Taf. II). Benutzt man Orgelpfeifen von anderen Intervallen, so erhält man bei der Quinte drei Flammen über zweien, bei der Quarte vier über dreien usw.

Die sehr grofse Schnelligkeit, mit welcher die Flammen ihre Bewegungen ausführen, bewirkt, dafs die Bilder im Spiegel aufserordentlich scharf gezeichnet erscheinen; da sie aber nur von geringer Dauer sind, so würde es doch schwer seyn, bei dieser Disposition des Experimentes geringe Abweichungen von der Reinheit der Intervalle zu beobachten, denn in der That, so leicht es zu erkennen ist, dafs in der einen der Reihen immer ungefähr zwei Flammen auf eine in der andern kommen, so schwer würde es seyn herauszufinden, dafs etwa zweihundert in einer immer mit hundert und einer in der andern zusammentreffen. Diese ganz genaue Beobachtung kann man jedoch mit der gröfsten Leichtigkeit vollziehen, wenn man die beiden Kapseln der betreffenden zwei Orgelpfeifen auf ein und dieselbe Flamme wirken läfst.

Tönen zwei genau in der Octave gestimmte Orgelpfeifen, während das Gas aus ihren beiden Kapseln in

denselben Brenner strömt, so hat die Flamme das directe Aussehen, als befände sich in ihr unbeweglich noch eine kleinere. Bei der geringsten Verstimmung geräth diese aber in Zuckungen und verlängert und verkürzt sich periodisch in der gröfseren. Jede dieser aus Auf- und Absteigen zusammengesetzten Doppelbewegungen zeigt eine Schwebung an, oder die Abweichung des höheren Tons um eine Doppelschwingung oder des tieferen um eine einfache Schwingung von dem reinen Intervalle der Octave.

Die Quinte (2 : 3) zeigt drei, die Quarte (3 : 4) vier, die Terz (4 : 5) fünf Flammengipfel übereinandergethürmt, deren gegenseitige Stellung zu einander bei vollkommener Reinheit der Intervalle unverändert bleibt, wogegen bei Abweichung von derselben unter ihnen eine Bewegung entsteht, die durch das Auf- und Absteigen jedes einzelnen Gipfels das Ansehen einer Wellenbewegung annimmt. Bei allen diesen Intervallen ist es noch leicht, die Flamme auf eine solche Länge einzustellen, dafs alle einzelnen Gipfel sehr deutlich hell und durch blaue, nicht leuchtende Theile der Flamme von einander getrennt erscheinen; werden jedoch die Schwingungsverhältnisse der beiden Töne verwickelter, so ist es oft schwer, sie alle genau beobachten zu können, aber auch selbst in diesem Falle zeigt die Flamme noch deutlich an, ob das Intervall rein oder verstimmt ist, da man nur zu sehen hat, ob in ihr überhaupt Ruhe oder Bewegung herrscht, was immer leicht ist.

Diese Fähigkeit der manometrischen Flamme, die geringsten Abweichungen von der Reinheit eines Intervalles anzuzeigen, macht, dafs sie in vielen Fällen zweckmäfsig beim Stimmen angewendet werden kann, da es durchaus nicht nöthig ist, dafs die beiden Töne, welche in ein bestimmtes Verhältnifs zu einander gebracht werden sollen, gerade durch Orgelpfeifen, die mit Kapseln versehen sind, hervorgebracht werden. Die Töne jeder Tonquelle können dienen, indem man sie vor zwei ihnen zukommenden Resonatoren hervorbringt, welche auf zwei manometrische

Kapseln wirken, deren Gasausflüsse in denselben Brenner münden. Am bequemsten ist wegen der leichten Uebersichtlichkeit 1 : 2, so daſs man am besten thut, wenn man eine Reihe Stimmgabeln auf denselben Ton stimmen will, die Vergleichungsgabel eine Octave höher oder tiefer zu wählen.

Will man den ganzen Schwingungsvorgang in den oben beschriebenen Flammen, auf welche zwei Töne zugleich wirken, beobachten, so muſs man wieder den drehenden Spiegel anwenden. Die reine Octave läſst in demselben eine Reihe Flammen sehen, in dem immer eine kürzere auf eine längere folgt, und diese kürzeren haben alle, wie auch die längeren unter sich gleiche Höhe (Fig. 4, Taf. II); finden jedoch Stöſse statt, so steigen und fallen die Gipfel der kleinen Flammen periodisch, wie auch die der gröſseren, doch sind diese Bewegungen entgegengesetzt, so daſs sich an den Stellen, an denen die groſsen Flammen am längsten sind, die kürzesten kleinen befinden, und umgekehrt, da die längsten kleinen sind, wo die groſsen am kürzesten werden. In der Fig. 4, Taf. II zeigt das Bild der Septime (8 : 15 oder 8 : 16 — 1) diesen Vorgang, wenn auch in sehr kurzer Periode. Die Quinte (2 : 3) zeigt eine Periode von drei, die Quarte (3 : 4) von vier, die Terz (4 : 5) von fünf und die Secunde (8 : 9) eine Periode von neun einmal in der Länge anwachsender und wieder abnehmender Flammen. Ist das Verhältniſs nicht von der Form $n : n \pm 1$, so findet auch in der ganzen Periode nicht nur ein Anwachsen und Niedersinken der Flammengipfel statt, sondern die letztere verbindende Curve zeigt so viele Erhöhungen und Vertiefungen als die Differenz zwischen den beiden Verhältniſszahlen beträgt. Als Beispiel kann das Bild der Sexte (3 : 5) (Fig. 4, Taf. II) dienen.

Je complicirter das Intervall der beiden Töne ist, desto sorgfältiger muſs man es erst in seiner vollkommenen Reinheit herzustellen suchen, bis beim directen Anblick keine Bewegung mehr in der Flamme zu sehen ist, weil sonst

die wiederkehrende Periode der Flammenbilder im Spiegel durch den Phasenwechsel beständige Veränderungen erleidet und es dann schwer ist dieselben gut zu übersehen. Noch mehr wird dieses genaue Stimmen der Töne zur Nothwendigkeit, wenn man mehr als zwei Töne zugleich combiniren will, indem man sie auf dieselbe Flamme wirken läſst. Man wird bei diesen Experimenten übrigens bemerken, wie schwer es ist mit Orgelpfeifen absolut constante Töne zu erhalten, selbst wenn man sich eines gut regulirten Blasewerkes bedient.

Coëxistenz zweier Töne in derselben Luftsäule.

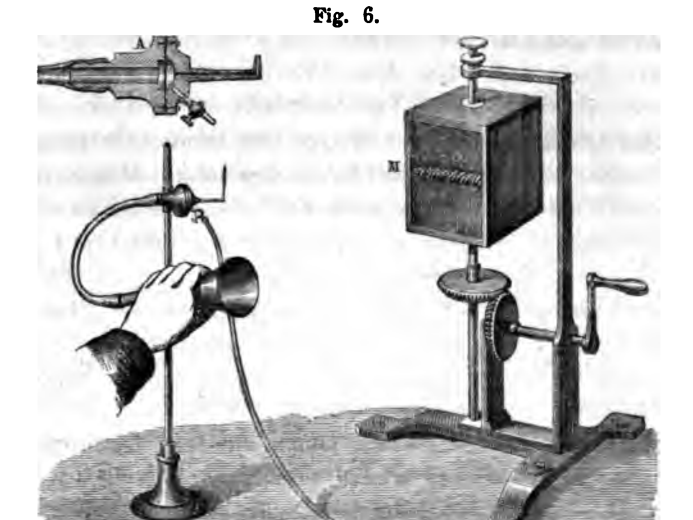
Die Untersuchung der durch Combination bekannter Töne erhaltenen Flammenbilder ist besonders darum nützlich, weil sie lehrt, dann auch aus Flammenbildern eines Tongemisches, dessen Zusammensetzung unbekannt ist, die einzelnen Töne herauszuerkennen, welche es bilden. Einen Uebergang zu der Untersuchung solcher Tongemische, wie z. B. jeder Klang eins darbietet, wird die Combination eines Grundtones mit einem vorher bekannten Oberton in derselben Luftsäule bilden.

Sehr gut eignet sich zu einem solchen Experimente die schon oben beschriebene gedeckte Orgelpfeife mit drei Flammen, da sich an ihrem Ende sowohl der Knoten des Grundtones, als auch ein Knoten des ersten Obertones befindet. Bläst man sehr schwach nur den Grundton (1) an, so zeigt das Flammenbild im Spiegel die Schwingungen dieses Tones, von denen jede einzelne sofort durch drei Flammen ersetzt wird, wenn man durch starkes Blasen den Oberton (3) ansprechen läſst. Bei etwas schwächerem Winde bilden sich dann beide Töne zugleich (1 : 3) und man sieht immer drei Flammengipfel über jeder Grundflamme (Fig. 5, Taf. II). Mehrere gleichzeitig in derselben Luftsäule bestehende Töne geben also genau dasselbe Flammenbild als die Combination der gleichen Töne, von denen jeder durch eine besondere Orgelpfeife hervorgebracht wird.

Darstellung der Klänge.

Der Apparat, welcher zur Darstellung der Klänge dient, besteht einfach in einer manometrischen Kapsel, vor deren Membrane sich ein kleiner Hohlraum befindet, der in eine kurze Röhre ausläuft (Fig. 6). In diesen Hohlraum nun müssen die Klänge, welche man darstellen will, mit möglichst geringem Verluste ihrer Intensität und ohne auf dem Wege eine Veränderung erlitten zu haben, geleitet werden.

Fig. 6.



Die Klangbilder sämmtlicher Töne desselben Instrumentes sind nie alle einander gleich, sondern die tiefsten Töne zeigen immer weit gröſsere und complicirtere Flammengruppen für jede einzelne Schwingung des Grundtones als die höheren, weil die hohen harmonischen Töne, welche sich im Klange der tieferen Töne des Instrumentes noch bemerken lassen, beim Steigen des Grundtones mehr und mehr verschwinden. Je höher nämlich ein Ton ist, desto kleiner sind auch verhältniſsmäſsig die Dimensionen des ihn hervorbringenden Mittels, die Schwingungen aller tongebenden Werkzeuge nehmen aber eine einfachere Form

an, wenn die Dimensionen der letzteren sehr klein werden, hauptsächlich, weil die verschiedenen Körper dann die Fähigkeit verlieren beim Schwingen Unterabtheilungen zu bilden, durch welche die Partialtöne, wenn auch nicht allein, so doch in sehr vielen Fällen hauptsächlich erzeugt werden. Ein zweiter Grund aber, der besonders geltend wird, wenn die Töne nicht sowohl durch die elastischen Schwingungen eines Körpers, als vielmehr durch Luftstöfse, wie bei der Sirene und den Zungenpfeifen, erzeugt werden, ist der, dafs solche Obertöne, welche sich im Klange eines tiefen Tones finden, für einen höheren Ton dann oft in eine so hohe Gegend der Scala gerathen, dafs sie nicht mehr, weder auf künstliche Membranen, noch auf das Ohr eine Wirkung äufsern können. — Der tiefste Ton der Geige z. B. ist *g* (384 v. s.) und sein achter harmonischer Ton $\overline{\overline{\overline{g}}}$ (3072 v. s.) liegt noch im Umfange des Instrumentes selbst. Auf der *G*-Saite würde er durch eine Länge von 4, auf der *E*-Saite von etwa $13\frac{1}{3}$ Centimeter erzeugt werden. Nimmt man jedoch dieses $\overline{\overline{\overline{g}}}$ selbst als Grundton an, so dürfte die Saitenlänge seines achten harmonischen Tones auf der *E*-Saite nur noch etwa 17 Millimeter betragen und derselbe würde aufserdem bei 24,576 einfachen Schwingungen schon fast zwei Octaven über den höchsten in der Musik gebräuchlichen Tönen liegen, was genügend erklärt, dafs er im Klange des $\overline{\overline{\overline{g}}}$ nicht zu finden ist.

Die Geigenklänge darzustellen ist mir übrigens wegen der hohen Tonlage des Instrumentes nur sehr mangelhaft gelungen, indem ich, mit Ausnahme der Töne von *g* bis $\bar{c}$ auf der *G*-Saite, für alle anderen blos die Grundschwingungen erhielt. Bei meinen Versuchen, die Töne möglichst stark auf die Membrane zu leiten, wendete ich zwei Methoden an, indem ich einmal die innere Luftmasse der Geige durch einen Kautschukschlauch, den ich durch eins der *F*-Löcher in dieselbe eingeführt, mit dem kleinen

Apparate verband, und dann zweitens mein Stethoscop mit seiner gewölbten Membrane an den Boden der Geige, an der Stelle des Stimmstockes andrückte und seine Kautschukröhre am Flammenapparate befestigte. Die Resultate waren im letzteren Falle folgende.

Auf der *G*-Saite zeigte *g* die Figur der Octave in schwachen, wellenförmigen Flammen, welche sich bis zum *h* zu scharf gezeichneten und tief eingeschnittenen Flammen erhoben. Bei $\bar{c}$ fielen diese aber ganz plötzlich in eine einzige breite, niedrigere und verwaschene Flamme zusammen, an der man nur noch einen ganz geringen Rest der Octaven bei sehr starkem Anstreichen wahrnehmen konnte. Schon die *D*-Saite ließ nur noch einfache Flammenfolgen sehen, die für $\bar{d}$ $\bar{e}$ $\bar{f}$ $\bar{g}$ abgerundet, wellenförmig und schwach waren, aber beim Anstreichen des $\bar{a}$ plötzlich wieder stärker wurden. Das $\bar{a}$ auf der *A*-Saite gab sehr hohe und tiefgeschlitzte Flammen, $\bar{h}$ noch stärkere, welche aber plötzlich wieder bei $\bar{\bar{c}}$ fielen und ganz schwach wurden. Bis zum $\bar{\bar{g}}$ und $\bar{\bar{a}}$ auf der *E*-Saite verschwand jede Spur der kleinen Flammenzähnchen, welche die letzten hohen Töne noch erzeugt hatten.

Bei der Verbindung der Luftmasse mit dem Apparate ging das verschwommene Bild der Octave von *g* schon bei *h* in eine einfache, scharf gezeichnete Flamme über, welche bei $\bar{e}$ eine so außerordentliche Höhe erreichte, als wäre sie durch die Schwingungen einer im Knotenpunkte mit einer Kapsel versehenen Orgelpfeife erzeugt worden. Der Ton $\bar{d}$ zeigte auch noch eine Reihe hoher und scharf gezeichneter Flammen, welche aber bei $\bar{e}$ wieder vollständig verschwunden, um den schwachen, abgerundeten Wellenlinien bis $\bar{a}$ Platz zu machen. — Dieses plötzliche Auftreten der sehr hohen Flammen in der Gegend von $\bar{c}$ erklärt sich durch den Umstand, daß der tiefste Eigenton der Luftmasse bei der Geige gerade $\bar{c}$ ist. — Für die

höheren Töne erhielt ich dasselbe Resultat wie mit dem Stethoscop, d. h. die Töne $\bar{a}$ und $\bar{h}$ zeigten wieder beträchtlich stärkere Schwingungen als $\bar{e}$ $\bar{f}$ $\bar{g}$ und als die höheren $\bar{\bar{c}}$ $\bar{\bar{d}}$ $\bar{\bar{e}}$ usw., so dafs der zweite Eigenton der Luftmasse, oder vielmehr des ganzen Systems, welches die Geige bildet, in der Gegend von $\bar{a}$ und $\bar{h}$ zu liegen scheint.

In Bezug auf den Klang haben wir in diesem Falle allerdings nur den Uebergang aus der Figur der Octave in die des einfachen Tones sichtbar machen können, weit besser läfst sich aber dies allmälige Verschwinden der höheren Obertöne aus den musikalischen Klängen, wenn der Grundton derselben immer mehr erhöht wird, mit der Sirene nachweisen. Zu diesem Zwecke fange ich die Impulse über der freien Löcherscheibe vermittelst einer bogenförmigen Spalte auf, die sich in eine kleine Röhre erweitert, und genau über einen Theil der Löcher angebracht ist, und lasse dieselben auf die Flamme wirken, während ich durch mehr und mehr verstärkten Luftdruck die Scheibe von der geringsten bis zu ihrer gröfsten Rotationsgeschwindigkeit treibe. Es erscheinen dann bei den tiefsten Tönen im Spiegel sehr grofse und verschwommene Flammengruppen, welche sich gegen die Mitte der grofsen Octave schärfer gezeichnet zeigen und lange geschlitzte Wellen mit erst fünf, dann gegen *c* und *d* hin mit vier Flammengipfeln sehen lassen. Bis *g* und *a* sinkt die Zahl dieser Gipfel auf drei, bis $\bar{c}$ und $\bar{d}$ auf zwei, und bei $\bar{a}$ verschwindet die letzte Spur der Octave aus dem Klange, worauf dann bei allen noch höheren Tönen nur noch einfache Flammenbilder sichtbar werden.

Sehr wesentlich ändert sich das Resultat dieses Experimentes, wenn über der Löcherscheibe ein Resonanzkasten befestigt ist. Der Eigenton dieses letzteren verstärkt dann erst höhere harmonische Töne des Klanges, darauf die tieferen und zuletzt den Grundton selbst, was zur Folge hat, dafs die Flammengruppen nicht ganz allmälig und regelmäfsig mit der Höhe des Tones einfacher werden, son-

dern ziemlich plötzlich auftretende und wieder verschwindende Umwandlungen zeigen. So zeichnete der Klang einer Sirene, über deren Löcherscheibe ein Resonanzkasten angebracht war, der den Eigenton $\bar{\bar{c}}$ hatte, nachdem er bei langsamerer Drehung der Scheibe erst einige complicirte aber verschwommene Bilder hervorgebracht hatte, bei der Tonhöhe *c* angelangt, deutlich eine grofse dem Grundton zukommende Flamme mit vier Flammengipfeln, welche vom 4. Theiltone, der mit dem Eigenton des Resonanzkastens zusammenfiel, herrührten. Bei noch schnellerer Drehung der Scheibe vereinfachte sich dieses Flammenbild bis *f* zu einer ganz einfachen Flamme, so dafs der Theilton 3 in diesem Sirenenklange *f* vollständig fehlen mufste. Nachdem die Tonhöhe von *f* kaum überschritten war, erschien zwischen je zwei grofsen Flammen eine erst ganz kleine, aber vollständig scharf gezeichnete Flamme, die dann schnell an Gröfse zunahm und gegen $\bar{c}$ fast die Höhe der Hauptflammen erreichte, wo sich also wieder die Wirkung des Resonanzkastens als zweiter Theilton des Sirenenklanges bethätigte. Ueber $\bar{c}$ hinaus legte sich die etwas kleinere Flamme dann immer mehr an die gröfsere an, bis sie bei $\bar{a}$ in dieser vollständig verschwand, wonach wieder nur noch einfache Flammenreihen erschienen. Taf. II, Fig. 7.

Um den Klang bei diesen Experimenten recht stark auf die Kapsel wirken zu lassen, hatte ich den Resonanzkasten mit einer Röhre versehen und seinen inneren Raum direct mit dem kleinen Flammenapparate in Verbindung gesetzt. Diese Experimente, bei denen die Luftstöfse der Sirenen sich nicht sofort in der freien Luft verbreiten können, sondern ihren Weg erst durch einen Resonator zu nehmen gezwungen sind, der für alle Grundtöne des Klanges unverändert derselbe bleibt, geben ein anschauliches Bild von dem Vorgange bei der Bildung der Vocalklänge, denn bekanntlich ist die in der Mundhöhle enthaltene Luftmasse beim Aussprechen oder Singen dessel-

ben Vocals auf verschiedene Töne immer auf dieselbe Note gestimmt, so dafs der Mund also auf die im Kehlkopf erzeugten Luftwellen ganz ebenso wirken mufs, wie es der Resonanzkasten auf die Luftstöfse der Sirene thut. Dem ungeachtet zeigt die Reihe der Flammenbilder desselben Vocals, der auf die Töne zweier Octaven gesungen wird, nicht so sehr plötzliche Umwandlungen, wie man sie ohne nähere Prüfung zuerst erwarten sollte.

Um die Bilder der Vocale hervorzubringen, singe ich sie in ein kleines trichterförmiges Mundstück, welches mit dem Hohlraum vor der Membram durch einen kurzen Kautschukschlauch in Verbindung steht, dieselben gelangen auf diese Weise mit grofser Intensität bis zur Kapsel Fig. 6.

Für die Vocale *u o a e i* gesungen auf die Noten der beiden Octaven *C* bis $\bar{c}$ hatte ich die Bilder schon im Jahre 1867 entworfen und ausmalen lassen. Ich verfuhr dabei in folgender Weise. Um sicher zu seyn, dafs ich beim Uebergange von einem Tone zum anderen den Charakter des Vocals nicht änderte, prüfte ich mit der Stimmgabel immer erst den Eigenton der Mundhöhle; während ich dann in den Apparat sang, zeichnete ein Maler das im Spiegel gesehene Bild. Unabhängig von ihm zeichnete auch ich dasselbe, und wenn sich unsere beiden Zeichnungen gleich fanden, so wurden sie für die auszuführenden Bilder für gut angenommen, fanden sich Abweichungen, so wiederholte ich das Experiment, bis der betreffende Fehler gefunden war. Eine Kritik wurde aber an keines der erhaltenen Bilder angelegt, weil es mir vor allen Dingen darauf ankam, erst so treu als möglich die erhaltenen Figuren zu verzeichnen.

Die ausgemalten fünf Tafeln wurden leider für die Ausstellung zu spät fertig, doch zeigte ich sie 1868 auf der Naturforscherversammlung in Dresden vor. Wenn ich ihre Veröffentlichung seit jener Zeit bis jetzt hinausgeschoben habe, so liegt der Grund darin, dafs ich sie zuvor noch einer genaueren Revision unterwerfen wollte, wovon

mich aber leider immer der krankhafte Zustand meines Halses verhinderte, der mir diese anstrengenden Experimente nicht gestattete. Jetzt, da ich auf eine Besserung nicht mehr hoffen kann, habe ich die Bilder nochmals so gut es gehen wollte geprüft und gebe sie nun, wenn auch nicht als vollkommen richtig, so doch wenigstens als so genau als es mir gelingen wollte, dieselben zu verzeichnen. Diese Aufzeichnung selbst ist übrigens weit schwieriger, als man glauben sollte, besonders für die gröſseren Flammengruppen der tieferen Töne, nicht allein wegen der Flüchtigkeit der Bilder, sondern auch, weil die einzelnen Flammengipfel in denselben nicht immer aufeinander folgen, sondern oft zum Theil untereinander stehen, so daſs es aussieht, als wären verschiedene Flammengruppen ineinander, oder vielmehr eine zum Theil vor die andere geschoben. Diese Flammen aber, deren Hintergrund so zu sagen wieder von Flammen gebildet wird, entgehen sehr leicht dem Blicke, besonders wenn nicht die hinteren Flammen so hoch und die vorderen so niedrig sind, daſs die hellen Gipfel der letzteren sich auf dem blauen unteren Theile der anderen abheben. Man kann allerdings durch schnelleres Drehen des Spiegels alle Gipfel von einander sondern, dann ist aber wieder die ganze Gruppe wegen ihrer groſsen Länge und der starken Geneigtheit der Flamme schwer zu übersehen.

So unvollkommen diese Zeichnungen nun aber auch wegen des Mangels mancher Details seyn mögen, so geben sie doch, was die gröſseren Umrisse anlangt, recht getreu die Bilder wieder, welche man im Spiegel erhält. Wenn z. B. das Bild *A* auf *C* gesungen eine Gruppe zeigt, aus der eine sehr hohe, helle Flammen neben einer etwas niedrigen und sehr blauen hervorragt, denen beiden ein ganzer Berg von sehr regelmäſsig geschlitzten Flammengipfeln folgt, so ist es sehr möglich, daſs dieser Berg vielleicht in Wahrheit 9 Gipfel hat, während ich nur 8 gezeichnet habe, und es ist mir so vorgekommen, als überstiege die Zahl dieser Gipfel wirklich acht an Tagen, an

denen ich diesen sehr tiefen Ton stärker und reiner als gewöhnlich hervorbringen konnte, aber dieses ändert darum nicht den Charakter der ganzen Gruppen, welche man doch nie mit denen des *U*, *O*, *E* oder *I*, auf denselben Ton gesungen, verwechseln wird. In jedem Falle scheinen mir daher diese Bilder hinreichend genau, sowohl die grofse Verschiedenheit der Klangfarbe der fünf Vocale, welche auf denselben Ton gesungen werden, darzustellen, als auch die Art der Umwandlung der Flammenbilder desselben Vocals von einem Ton zum anderen zu zeigen. Dieses ist aber die Hauptsache und wohl auch überhaupt Alles, was man mit Sicherheit mit dem Apparate erzielen kann, denn gerade wegen seiner sehr grofsen Sensibilität wird man auf absolut richtige Bilder verzichten müssen. Die Details in den Gruppen ändern sich schon beträchtlich, nicht allein, wenn derselbe Vocal auf dieselbe Note von verschiedenen Stimmen gesungen wird, sondern auch, wenn dieselbe Stimme Vocal und Note mit verschiedener Intensität angiebt. Es reicht auch ein geringer Wechsel im Zustande der Stimme hin um in den Flammenbildern starke Veränderungen zu bewirken; so erhalte ich z. B., wenn mein Kehlkopf ermüdet ist, statt des für *U*, auf *e* gesungen, verzeichneten Bildes nur eine kleine Flamme und zwei gröfsere breite, welche letztere an die Stelle der zwei und zwei Flammen treten, die das Bild zeigt, und ähnliche Vereinfachungen erleiden dann auch alle anderen Klangflammengruppen.

Um nun zuerst zu sehen, welcher Einflufs sich eigentlich von den festen Tönen der Mundhöhle auf die Flammenbilder erwarten läfst, will ich der Uebersicht wegen für jeden Vocal, gesungen auf jeden Ton der zwei Octaven von *C* bis $\bar{c}$, verzeichnen, welchem harmonischen Obertone der betreffende charakteristische Ton sich nähert und um wieviel Schwingungen er ihm nahe kommt.

Für *O*, *A* und *E*, nehme ich die von Helmholtz angegebenen charakterischen Töne $\bar{b}$, $\bar{\bar{b}}$ und $\bar{\bar{\bar{b}}}$ an, wogegen

ich für U und J abweichend von den früheren Bestimmungen durch Donders und Helmholtz die Töne b und $\overline{\overline{\overline{\overline{b}}}}$ gefunden habe, so dafs die fünf Hauptvocale alle um Octaven von einander abstehen und der charakteristische Ton des tiefsten Vocals, nämlich des U, mit dem tiefsten Ton zusammenfällt, den der Mund noch einigermafsen gut durch Resonanz zu verstärken im Stande ist. Es handelt sich bei der Bestimmung dieser Töne nicht um eine ganz absolut genaue Schwingungszahl; wenn ich also z. B. beim Aufsuchen der stärksten Resonanz der für das U eingestellten Mundhöhle immer fand, dafs sie zwischen 440 und 460 einfachen Schwingungen eintrat, so kann ich ebensowohl 448, wie 450 Schwingungen als charakteristischen Ton des U annehmen. Ich bemerke dieses hier besonders, weil ich in einer kleinen Mittheilung an die Pariser Akademie (25. April 1870) über die erwähnte neue Bestimmung der charakteristischen Töne des U und des J als runde Schwingungszahlen für U, O, A, E, J, 450, 900, 1800, 3600 und 7200 einfache Schwingungen angegeben habe, wogegen ich bei folgender Uebersicht und auch sonst immer die ebenso richtigen Zahlen 448, 896, 1792, 3584 und 7168 benutze, da zwar die ersteren leichter zu behalten sind, sich sonst aber an keinen gebräuchlichen Ton anlehnen, wogegen die letztgenannten Schwingungszahlen den siebenten Theilton von $\underline{C_1}$, C, c, $\overline{c}$ und $\overline{\overline{c}}$ bezeichnen ($\overline{c} = 512$ v. s.).

In der folgenden Tabelle enthält die erste Colonne den Vocal, die zweite die gesungene Note und die dritte und vierte die beiden Partialtöne des Klanges dieser Note, zwischen welche der charakteristische Ton des Vocals fällt, nebst der Angabe um wieviel Schwingungen der eine dieser Töne tiefer und der andere höher ist. als der Eigenton der Mundhöhle.

U					
448	C	3 (g)	— 64	+ 64	4 ($\overline{c}$)
	D	3 (a)	— 16	+ 128	4 ($\overline{d}$)
	E	2 (e)	—128	+ 32	3 (h)
	F	2 (f)	—107	+ 64	3 ($\overline{c}$)
	G	2 (g)	— 64	+ 128	3 ($\overline{d}$)
	A	2 (a)	— 22	+ 192	3 ($\overline{e}$)
	H	1 (H)	—208	+ 32	2 (h)
	c	1 (c)	—192	+ 64	2 ($\overline{c}$)
	d	1 (d)	—160	+ 128	2 ($\overline{d}$)
	e	1 (e)	—128	+ 192	2 ($\overline{e}$)
	f	1 (f)	—106,7	+ 234,6	2 ($\overline{f}$)
	g	1 (g)	— 64	+ 320	2 ($\overline{g}$)
	a	1 (a)	— 21,4	+ 405,2	2 ($\overline{a}$)
	h			+ 32	1 ($\overline{h}$)
	$\overline{c}$			+ 64	1 ($\overline{c}$)

O					
896	C			7	
	D	6 ($\overline{a}$)	— 32	+112	7
	E	5 ($\overline{gis}$)	— 96	+ 64	6 ($\overline{h}$)
	F	5 ($\overline{a}$)	— 42,6	+128	6 ($\overline{\overline{c}}$)
	G	4 ($\overline{g}$)	—128	+ 64	5 ($\overline{h}$)
	A	4 ($\overline{a}$)	— 42,6	+170,6	5 ($\overline{\overline{cis}}$)
	H	3 ($\overline{fis}$)	—176	+ 64	4 ($\overline{h}$)
	c	3 ($\overline{g}$)	—128	+128	4 ($\overline{\overline{c}}$)
	d	3 ($\overline{a}$)	— 32	+256	4 ($\overline{\overline{d}}$)
	e	2 ($\overline{e}$)	—256	+ 64	3 ($\overline{h}$)
	f	2 ($\overline{f}$)	—213,4	+128	3 ($\overline{\overline{c}}$)
	g	2 ($\overline{g}$)	—128	+256	3 ($\overline{\overline{d}}$)
	a	2 ($\overline{a}$)	— 42,6	+384	3 ($\overline{\overline{e}}$)
	h	1 (h)	—416	+ 64	2 ($\overline{h}$)
	$\overline{c}$	1 ($\overline{c}$)	—384	+128	2 ($\overline{\overline{c}}$)

A 1792	*C*		14			*E* 3584	*C*	28
	D	$12\,\overline{\overline{(a)}}$	− 64	+ 80	13		*c*	14
	E	11	− 32	+ 128	$12\,\overline{\overline{\overline{(h)}}}$		$\overline{c}$	7
	F	$10\,\overline{\overline{(a)}}$	− 86	+ 85	11			
	G	$9\,\overline{\overline{(a)}}$	− 64	+ 128	$10\,\overline{(h)}$	*J* 7168	*C*	56
	A	$8\,\overline{\overline{(a)}}$	− 86	+ 128	$9\,\overline{\overline{(h)}}$		*c*	28
	H	7	− 112	+ 128	$8\,\overline{\overline{(h)}}$		$\overline{c}$	14
	e		7					
	d	$6\,\overline{\overline{(a)}}$	− 64	+ 224	7			
	e	$5\,\overline{\overline{(gis)}}$	− 192	+ 128	$6\,\overline{\overline{(h)}}$			
	f	$5\,\overline{\overline{(a)}}$	− 85	+ 256	$6\,\overline{\overline{\overline{(c)}}}$			
	g	$4\,\overline{\overline{(g)}}$	− 256	+ 128	$5\,\overline{\overline{(h)}}$			
	a	$4\,\overline{\overline{(a)}}$	− 86	+ 341	$5\,\overline{\overline{\overline{(cis)}}}$			
	h	$3\,\overline{\overline{(fis)}}$	− 352	+ 128	$4\,\overline{\overline{(h)}}$			
	$\overline{c}$	$3\,\overline{\overline{(g)}}$	− 256	+ 256	$4\,\overline{\overline{\overline{(c)}}}$			

Beim *U* nähert sich also der charakteristische Ton dem dritten Theilton des *D* und *E*, dem zweiten des *A* und *H* und den Grundtönen *a* und *h*, und in der That kann man in den Flammengruppen von *D* und *E* eine Gliederung in drei, in denen von *A* und *H* in zwei Haupttheile erkennen, wie auch die Flammenbilder von *a* und *h* das grofse Uebergewicht an Intensität des Grundtones über die Nebentöne zeigen.

Beim *O* kommt der charakteristische Ton keinem der Obertöne der gesungenen Klänge (*C* ausgenommen) näher als etwa um einen halben Ton, es zeigt sich daher seine Wirkung auch nur sehr wenig in den Flammenbildern. Bei *a*, wo er sich den zweiten und bei *d*, wo er sich dem dritten Obertone nähert, erkennt man wohl die Gliederung in zwei und drei Theile, aber aus den weit complicirten Gruppen von *A*, *F* und *D* läfst sich ein besonderes Hervortreten der Töne 4, 5 und 6 nicht herausfinden, was auch ganz natürlich ist, da die Luftmasse im Munde nur wenig wird zum Vibriren gebracht werden können, wenn ihre Stimmung, wie hier, um einen halben Ton vom Einklange mit dem erregenden an sich schon schwachen Tone abweicht.

Beim *A* nähert sich der charakteristische Ton keinem der Obertöne auf mehr als 32 v. s., ausgenommen bei *C* und *c*, wo er mit dem 14ten und 7ten Obertone zusammenfällt. Die Bilder von *C* und *c* lassen jedoch die Existenz des 14ten und 7ten Theiltones nicht erkennen, wahrscheinlich, weil diese Töne einer so hohen Ordnung in dem im Kehlkopf erzeugten Klange schon so schwach sind, dafs sie die Luftmasse im Munde nicht mehr zu genügend starkem Mitschwingen bringen, um noch auf die Flammen wirken zu können.

Für die Vocale *E* und *J* liegen die charakteristischen Töne zu hoch um noch irgend eine Wirkung auf die Flamme äufsern zu können, und so zeigt denn auch *E* auf $\bar{c}$ gesungen, nur ein Bild, welches einen Grundton, der mäfsig von seiner Octave begleitet ist, darstellt, statt

einer Gruppe von sieben Gipfeln. *J* auf denselben Ton gesungen, läſst gar nur eine Reihe einfacher Flammen sehen, die einen einfachen Ton anzuzeigen scheinen. — Diese Einfachheit des Flammenbildes ist aber hier, wie bei allen Bildern des *J*, nur scheinbar. Die sehr breiten, groſsen und wenig zahlreichen Flammen, welche die verschiedenen Gruppen bilden, sind nämlich meistens ganze Flammenbüschel, welche bei nicht sehr starker Angabe des Tones allerdings wie einfache etwas verschwommen gezeichnete Flammen erscheinen, in denen man aber bei sehr starkem Tone, und besonders beim Ansatze desselben, oft eine Menge heller Punkte deutlich erscheinen sieht, welche das Vorhandenseyn sehr hoher Theiltöne anzeigen. — Das laute Singen des *J* ist übrigens sehr anstrengend und wird mir besonders in der Tiefe so schwer, daſs ich auch die Bilder für die Klänge von *C* bis *F* habe auf der Figur weglassen müssen.

Ich machte noch einen Versuch um zu sehen, ob das Flammenbild eine besondere Veränderung erleiden würde, wenn ich den Ton, statt vor dem Munde, im Hintergrunde desselben mit der Röhre auffing, und sang dabei *A* auf *f*, erhielt jedoch mit Ausnahme der verschiedenen Intensität in beiden Fällen das gleiche Resultat.

Die Vocale der Flüsterstimme brachten nur eine sehr geringe Wirkung auf die Flamme hervor. Der Lichtstreifen im Spiegel erschien unter ihrem Einflusse wie ein abwechselnd dunkler und heller gestreiftes Band mit unregelmäſsigen, kleinen Zacken, und das Ganze war so unbestimmt und verschwommen, daſs sich nicht einmal ein Unterschied zwischen den verschiedenen Vocalen erkennen lieſs.

Die Halbvocale *M* und *N* gaben so gleiche Bilder, daſs ich sie nicht von einander unterscheiden konnte. Ich habe dieselben für die Töne $\overline{e}$ *g* *e* *c* verzeichnet (Fig. 9, Taf. II); tiefere Töne lieſsen längere, aber verwaschene und unbestimmte Perioden sehen. Natürlich muſste ich bei diesen Experimenten die Nase statt des Mundes in die Trichterung stecken.

Der Zitterlaut *R*, tonlos hervorgebracht, zeichnet eine Reihe Flammenberge von verschiedener Höhe, welche ziemlich regelmäfsig geschlitzt oder gezahnt sind. In dem kleinen drehenden Spiegel, den ich gewöhnlich anwende und dessen Platten 15^{ctm} Breite haben, schienen mir diese Berge ganz unregelmäfsig auf einander zu folgen, wogegen sich bei Anwendung eines gröfseren von 40^{ctm} Breite die vollständig regelmäfsige Periodicität der ganzen Gruppe ergab, welche sich in der Breite des Spiegels vier bis fünfmal wiederholte. Die Zähne, welche über sämmtliche Flammenberge fortlaufen, rühren von dem blofsen Lichtstrome her. Man kann sich hiervon leicht überzeugen, indem man die Zunge, statt sie am Gaumen vibriren zu lassen, nur wenig von demselben entfernt und durch die so gebildete Enge die Luft heftig aus dem Munde treibt. Der Flammenstreifen erscheint dann geschlitzt, ohne dafs sich einzelne Flammengipfel aus demselben erheben.

Läfst man bei der Angabe des *R* die Stimme mittönen, so setzt sich die Klangfigur der Stimme mit der des stummen *R* zusammen, und es entsteht eine so verwickelte Reihenfolge einzelner Flammen und ganzer Gruppen verschiedenster Höhe und Form, dafs es bei der Flüchtigkeit des Bildes schwer gelingen dürfte, dieselbe zu entwirren. Den Charakter des stummen *R* habe ich in Fig. 10, Taf. II wiederzugeben gesucht.

Die tonlosen *explosivae P*, *T* und *K* lassen sehr wohl ihren verschiedenen Charakter erkennen. Beim *P* erhebt sich die Flamme ganz plötzlich und steil bis zu einer bedeutenden Höhe über der geraden Linie, sie zeigt hintereinander zwei bis drei fast gleich hohe Elancements, auf welche denn einige abgerundetere und in der Höhe schnell abnehmende Berge folgen. Die hohen wie die niedrigeren Hauptbewegungen zeigen wieder wie beim *R* die durch den Luftstrom bewirkte Zahnung.

Beim *T* ist die Erhebung weniger plötzlich, nicht so hoch, und es fehlen auch die tiefen Einschnitte, welche

beim *P* im Anfange ein zwei- bis dreimaliges sehr schnelles und energisches Aufflammen erkennen lassen.

Beim *K*, dessen Articulationsstelle im Munde noch tiefer nach hinten liegt, ist auch noch weit weniger ein plötzlich starkes Aufzucken der Flamme zu sehen, sondern das Bild beginnt mit einer fast gleichmäfsig auf- und absteigenden Welle, auf die einige in ihrer Gröfse schnell abnehmende, von fast gleicher Form folgen. Die Zahnung des ganzen Bildes findet auch hier wie bei *P* und *T* statt.

Wenn man hintereinander öfters einen dieser Consonanten ausstöfst und dabei den Spiegel beständig dreht, so bekommt man nur selten das Bild gut zu sehen, es ist daher besser den Spiegel so zu stellen, dafs das Bild der Flamme sich gerade an einer Ecke befindet und bei einer kleinen Drehung desselben seine ganze Fläche durchlaufen mufs. Stöfst man den Consonanten nur im Augenblick aus, in welchem man diese Bewegung mit der Hand anfängt, so gelingt es fast immer gerade den interessantesten Theil, nämlich den Anfang des Bildes zu beobachten. Wollte man diese Experimente weiter verfolgen, so würde man vielleicht mit Nutzen einen Spiegel anwenden, der schief auf eine Axe aufgesetzt wäre, um die er gedreht würde, und der dann das Bild der Flamme statt in unterbrochenen Streifen, in einem zusammenhängenden Kreise erscheinen liefse.

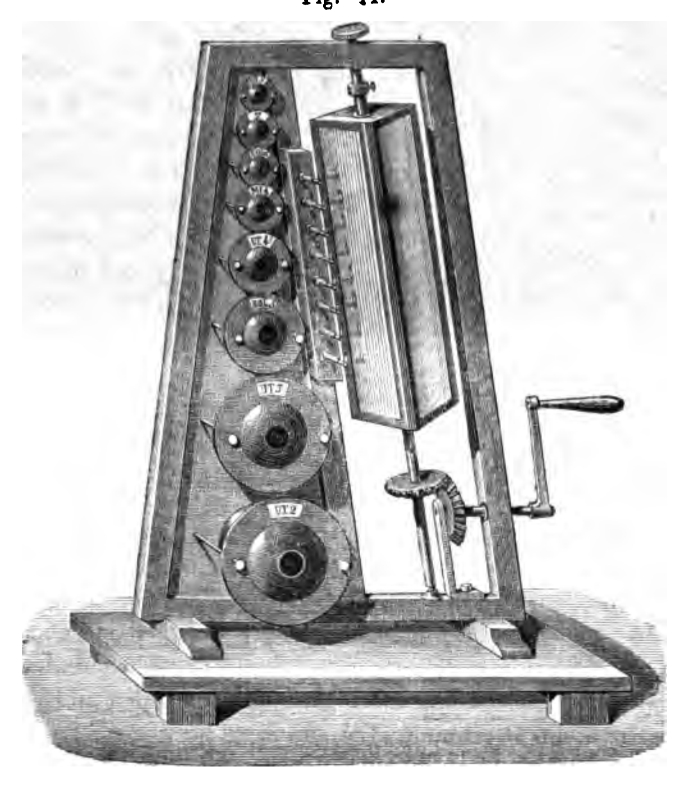
Die tonlosen Zischlaute *F*, *S* und *CH* geben ein ebenso ungenügendes Resultat, wie die Vocale der Flüsterstimme. Ich konnte aus den verwischten dunklen Stellen im Lichtstreifen nichts Bestimmtes heraussehen.

Zerlegung der Klänge in ihre einfachen Töne.

Dieselben Resonatoren von Helmholtz, welche zur Analyse des Klanges vermittelst des Ohres dienen, finden auch bei der sichtbaren Zerlegung der Klänge durch die Flammen ihre Anwendung. Ich construire zu diesem Zwecke einen Apparat mit acht auf die harmonischen Töne

von *c* gestimmten Resonatoren, von denen jeder mit einer manometrischen Flamme verbunden ist. Diese acht Flammen sind über einander in einer schrägen Linie angebracht und lassen in dem in gleicher Richtung befestigten drehenden Spiegel acht parallele Lichtstreifen sehen, wenn sie in Ruhe sind, und Wellenlinien, wenn sie vibriren

Fig. 11.



(Fig. 11). Natürlich mufs hier jede Flamme vollständig unabhängig von der andern seyn, jede Flamme darf nur dann vibriren, wenn der zu ihr gehörige Resonator durch einen Ton im Unisono erregt wird, und die nicht in der Resonatorreihe enthaltenen Töne müssen auf keine der Flammen irgend welche Wirkung äufsern. Um nachzuweisen, dafs der Apparat diese Bedingungen erfüllt, bediene ich

mich gewöhnlich einer Reihe Stimmgabeln auf Resonanzkästen, welche, besonders einige Augenblicke nach dem Anstreichen, nahezu einfache Töne geben. Ich lasse erst Gabeln, die mit den Resonatoren im Einklang sind, einzeln ertönen und zeige, dafs sich immer nur die ihren Tönen zukommenden Lichtstreifen in Vibrationen auflösen, so dafs man durchaus mehrere einfache Töne angeben mufs, wenn mehrere Lichtstreifen gezahnt erscheinen sollen, und vermittelst einer nicht mit den Resonatoren im Einklang stehenden Stimmgabel weise ich nach, dafs ihr Ton, selbst bei beträchtlicher Stärke, auf die Flammen nicht einwirkt. Bei sehr grofser Intensität eines Tones kann es allerdings vorkommen, dafs derselbe durch die Resonatoren hindurch auf alle Flammen zugleich einwirkt, dieser Fall wird aber nie zu Irrthümern Anlafs geben können, da, wenn er eintritt, alle Flammenreihen gleich erscheinen, während bei der Wirkung der Resonation die Anzahl der einzelnen Flammenwellen in den Reihen nach oben zu im Verhältnifs der Zahlen 1 : 2 : 3 usw. wächst und ihre Breite natürlich dabei auch im umgekehrten Verhältnifs abnimmt.

Wenn in dieser Weise die Natur des Apparates klar gemacht ist, so lasse ich vor demselben einen Klang ertönen, dessen Grundton *c* ist, und die gezähnt erscheinenden Lichtstreifen zeigen dann an, von welchen harmonischen Tönen der Grundton des Klanges begleitet ist, wie auch mit welcher relativen Intensität diese Töne existiren.

Streicht man vor dem Apparate das *g* der Geige an, für welchen Ton selbst derselbe keinen Resonator enthält, so vibrirt die Octave $\bar{g}$ sehr stark, und das $\bar{c}$ desselben Instrumentes löst zugleich mit der Flamme des Grundtones die der Octave ($\bar{\bar{c}}$) auf. Eine offene Orgelpfeife, von nicht sehr weiter Mensur, auf *c* gestimmt, versetzte, stark angeblasen, die ersten fünf Flammen in Schwingung, wobei der dritte Ton weit stärker vibrirte, als die Octave. Eine gedeckte Orgelpfeife mit demselben Grundton, liefs die Duodezime sehr stark, und den Ton 5 nur sehr schwach

erscheinen. Eine durchschlagende Zunge ohne Schallbecher löste die ersten sechs harmonischen Töne mit ziemlich gleichmäfsig abnehmender Intensität auf.

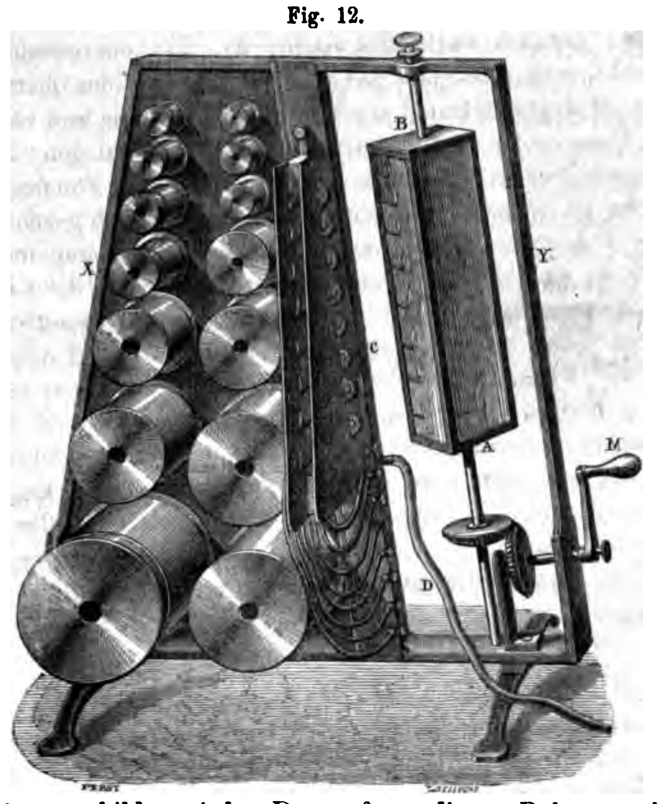
Beim Singen des *U* zeigt aufser dem Grundton die Octave ziemlich starke Schwingungen, und nur mitunter bemerkt man eine ganz geringe Wirkung auf den dritten Ton. *D* dagegen erregt die Flamme des dritten und vierten Tones sehr stark, während die Schwingungen der Octave schwächer sind, als beim *U*. Der fünfte Flammenstreifen ist beim *O* auch noch, aber nur schwach gezähnt. Beim *OA* rückt die Gegend der gröfsten Intensität noch höher, es sind der vierte und fünfte Ton, welche die tiefsten Einschnitte in dem Lichtstreifen zeigen, während die tieferen Töne schwächer geworden sind. Beim *A* lösen sich alle Flammen bis zur siebenten auf, und die vierte, fünfte und sechste schwingen besonders stark. Singt man *E*, so sieht man den Grundton schwach von der Octave begleitet und sehr stark von der Duodezime. Die Doppeloctave und ihre Terz zeigen Schwingungen mittlerer Intensität, und die siebente Flamme läfst auch noch Spuren von dem Daseyn des siebenten Tones erkennen. *J* auf *c* gesungen setzt aufser seinem Grundtone nur noch die Octave in sehr starke Bewegung, während alle anderen Flammen in Ruhe bleiben.

Die Resonatoren 7 und 8 ($\overline{\overline{\overline{c}}}$) des Apparates bringen schon schwer ihre Flammen zum Vibriren, die Töne müssen dazu ziemlich stark seyn. Es ist hier jedenfalls die Gränze, wo die Flammen überhaupt noch zweckmäfsig angewendet werden können.

Da dieser Apparat nicht gestattet den Grundton des zu zerlegenden Vocals oder sonstigen Klanges nach Belieben zu wählen, so eignet er sich mehr für die Demonstration, als zu weiteren Untersuchungen. Um ihn auch für die letzteren vollständig und zweckmäfsig herzustellen, habe ich ein zweites Modell construirt, bei welchem die acht Kugelresonatoren durch eine Reihe von 14 Univer-

salresonatoren ersetzt sind (Fig. 12). Diese Resonatoren bestehen aus einem Cylinder etwa von der Länge des Durchmessers, welcher von zwei ineinandergeschobenen

Fig. 12.



Röhren gebildet wird. Das äufsere dieser Röhrenstücke läuft an einem Ende in eine Halbkugel aus, in welcher die Röhre für das Ohr ausgetrieben ist, wie bei den Kugelresonatoren. Das entgegengesetzte Ende der inneren Röhre ist durch eine Platte verschlossen, in deren Mitte sich die Oeffnung für die Communication der eingeschlossenen Luftmasse mit der äufseren Luft befindet. Diese Disposition gestattet durch Ausziehen der Röhre die Luftmasse des Resonators zu vergröfsern und seinen Eigenton etwa um eine Terz herabzustimmen. Auf der

inneren Röhre sind die Linien verzeichnet, bis zu welchen man die äufsere für die verschiedenen Töne herauszuziehen hat. Die tieferen Resonatoren der Reihe sind so construirt, dafs der höchste Ton des gröfseren immer bis zum tiefsten des nächst kleineren reicht. Für die höheren würde dieses nicht ausgereicht haben, weil die sechsten, siebenten und achten Theiltöne schon so nahe aneinanderrücken, dafs man in den Fall kommen könnte, zwei von ihnen mit demselben Resonator bilden zu müssen, da also greifen die höchsten Töne der tieferen über die tiefen Töne der nächst höheren Resonatoren um einen ganzen Ton über, so dafs die einzelnen Resonatoren der ganzen Reihe folgende Töne enthalten: 1, *G-H*. 2, *H-dis*. 3, *dis-fis*. 4, *fis-a*. 5, a-$\overline{c}$. 6, $\overline{c}$-$\overline{e}$. 7, $\overline{e}$-$\overline{gis}$. 8, $\overline{gis}$-$\overline{\overline{c}}$. 9, $\overline{\overline{c}}$-$\overline{\overline{e}}$ 10, $\overline{\overline{d}}$-$\overline{\overline{f}}$. 11, $\overline{\overline{e}}$-$\overline{\overline{gis}}$. 12, $\overline{\overline{f}}$-$\overline{\overline{a}}$. 13, $\overline{\overline{gis}}$-$\overline{\overline{\overline{e}}}$. 14, $\overline{\overline{\overline{c}}}$-$\overline{\overline{\overline{d}}}$. Die Reihe der Obertöne für die Töne der beiden Octaven von C-$\overline{c}$ findet sich hiernach in den jedem derselben beigesetzten Resonatoren der folgenden Tabelle:

C —	, 2, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10	*c* —	2, 5, 7, 8, 9, 11, 13, 14.
D —	, 2, 4, 6, 7, 8, 9, 10, 11	*d* —	2, 6, 8, 9, 10, 12, 13, 14.
E —	, 3, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11	*e* —	3, 6, 8, 9, 11, 13, 14,
F —	, 3, 5, 7, 8, 9, 10, 11, 13	*f* —	3, 7, 8, 11, 12, 13,
G —	1, 4, 6, 7, 8, 9, 10, 11,	*g* —	4, 7, 9, 11, 13,
A —	1, 4, 6, 8, 9, 10, 11, 12,	*a* —	5, 8, 9, 12, 14,
H —	1, 5, 7, 8, 9, 11, 12, 13,	*h* —	5, 8, 11, 12,
		$\overline{c}$ —	5, 8, 11, 13.

Für die Grundtöne *C-F* fehlen die Resonatoren, man kann aber dann bis zum neunten Tone des Klanges beobachten. Für die Klänge *G-d* reichen die Resonatoren bis zum achten Tone, von da ab fangen die letzten zu fehlen an; bei *e* disponirt man nur noch über sechs, bei *f* über fünf und zuletzt bei $\overline{c}$ nur noch über drei Flammen für die Obertöne.

Obgleich, wie schon gesagt, auf jedem Resonator angegeben ist, wie viel er für die verschiedenen Noten ausgezogen werden mufs, so ist es doch gut, um sehr genaue

Resultate mit dem Apparate zu erhalten, besonders wenn der Grundton des zu untersuchenden Klanges nicht genau mit einer der verzeichneten Noten zusammenfällt, folgendes Verfahren anzuwenden, um den betreffenden Resonatoren die erforderte genaue Stimmung zu geben. Man stimmt eine Saite des Sonometers auf den Grundton des Klanges und bringt auf derselben die harmonischen Töne einen nach dem anderen hervor. Bei jedem setzt man dann den betreffenden Resonator, statt mit der manometrischen Kapsel, erst mit dem Ohre in Verbindung, indem man seinen Kautschukschlauch in dasselbe einführt, beim mehr oder weniger weiten Ausziehen ist es dann sehr leicht, die Stellung für die stärkste Resonanz zu finden.

Nachdem ich acht dieser Resonatoren die Stimmung von *c* und seinen Obertönen gegeben, wiederholte ich mit diesem Apparate dieselben Experimente, welche ich mit dem Kugelresonatoren-Apparate angestellt hätte und erhielt durchaus dieselben Resultate; es war nicht im geringsten zu bemerken, dafs die Sensibilität der Flammen hier schwächer gewesen wäre, so dafs mir in der That dieser Apparat zu genaueren und umfassenderen Untersuchungen über die Klänge im allgemeinen und besonders die der menschlichen Stimme im höchsten Grade geeignet scheint, wenigstens so weit sich diese nur bis zur Erforschung der die Klänge zusammensetzenden Töne erstrecken, welche nicht $\overset{\equiv}{c}$ überschreiten. Es ist aber dabei zu bemerken, dafs auch die directe Anwendung der Resonatoren mit dem Ohre nicht weit über diese Gränze mit Erfolg statthaben kann.

Leider habe ich mich jetzt überzeugt, dafs der Zustand meiner Stimme mir Untersuchungen in dieser Richtung, welche ich beabsichtigt, nicht gestattet, und so habe ich mich hier damit begnügen müssen, nur die Leistungsfähigkeit des Apparates nachzuweisen, wie ich es auch weiter unten wieder thun werde bei der Beschreibung der Methode, die Vocalklänge, oder auch andere, durch Elimina-

tion einzelner Partialtöne oder ganzer Reihen derselben zu untersuchen.

Interferenzerscheinungen.

Bei der Beschreibung der durch Combination der Töne zweier Orgelpfeifen erhaltenen Resultate habe ich nicht des Einklanges erwähnt. Die Combination zweier Unisonotöne gewährt nämlich ein ganz specielles Interesse wegen der Mittheilung der Schwingungen und der Interferenzerscheinungen, welche sich bei derselben beobachten lassen, woher ich es verzog, sie erst hier und im Zusammenhange mit anderen ähnlichen Experimenten zu beschreiben.

Setzt man zwei Orgelpfeifen, die mit einander im Einklange stehen, mit zwei Flammen in Verbindung und läfst nur eine ertönen, so zeigt die Flamme der anderen, dafs die in derselben eingeschlossene Luftsäule durch Communication in Mitschwingung versetzt ist, und diese Mittheilung der Schwingungen findet noch statt, wenn die Orgelpfeifen nicht mehr im genauen Einklang mit einander sind und also zusammen angeblasen Stöfse hören lassen. Es ist aber zu bemerken, dafs in diesem Falle in der influenzirten Pfeife sich nicht ihre Eigenschwingungen bilden, sondern nur Schwingungen, die genau unisono sind mit der influenzirenden, so dafs sich Stöfse weder hören, noch auch in der Flamme beobachten lassen. Bläst man aber auch die zweite Orgelpfeife an und erregt somit ihre Eigenschwingungen, so combiniren sich diese mit den Resonanzschwingungen, und die Flamme zeigt durch ihre heftigen Zuckungen Stöfse an, welche man auch deutlich vernimmt.

Ich mache auf dieses isolirte Auftreten der Resonanzschwingungen in der Luftsäule deshalb besonders aufmerksam, weil sich dasselbe bei den Influenzerscheinungen z. B. zweier auf demselben Resonanzboden gespannter Saiten nicht zeigt, sondern in der influenzirten Saite, auch ohne dafs sie selbst angestrichen oder angeschlagen ist, immer die Eigenschwingungen mit den Resonanzschwin-

gungen combinirt bestehen. Bekanntlich adaptiren sich die Stöfse zweier solcher, sich gegenseitig influenzirender Saiten in der Weise, dafs eine gerade das Maximum der Schwingungsweite erreicht, wenn die andere bei ihrem Minimum angelangt ist, und die Flammen der beiden sich influenzirenden Orgelpfeifen zeigen dasselbe Phänomen, indem die eine emporsteigt, während die andere niedersinkt, beide müssen dabei aber zugleich angeblasen werden, während man von den zwei Saiten nur eine zu erregen nöthig hat.

Beim vollständigen Einklang der Pfeifen, bei welchem sich ihre einzelnen Schwingungen in derselben Art gegenseitig adaptiren, wie es vorher die Stöfse thaten, d. h. so, dafs in dem Knoten der einen gerade Verdichtung der Luft eintritt, wenn in dem der anderen Verdünnung stattfindet, kann man den ganzen Vorgang deutlich vermittelst der beiden Flammen beobachten, wenn man sie in einer Verticallinie unter einander einstellt. Die Schwingungen beider Flammen zeigen sich ungeschwächt, ihre einzelnen Bilder im drehenden Spiegel sind jedoch in beiden Linien nicht unter einander, sondern alternirend.

Wirken beide Töne zugleich auf dieselbe Flamme, so zeigt diese bei den Stöfsen natürlich noch viel stärkere Zuckungen, als es die zwei Flammen thaten, da sie bei den letzteren durch direct erregte und influenzirte, also sehr ungleich starke Schwingungen in derselben Luftsäule, hier dagegen durch direct in zwei gleichen Luftsäulen hervorgerufen und also nahezu gleich starke Töne gebildet werden. Nähert man die beiden Töne allmälich dem Einklange, so bemerkt man, dafs man hier die Schwebungen nicht, wie etwa bei Stimmgabeln, nach Belieben verlangsamen kann, sondern bei einer gewissen Gränze verschwinden sie plötzlich und die beiden Luftsäulen schwingen wie ein System, d. h. wie zwei etwas ungleich gestimmte Körper, die so innig mit einander verbunden sind und daher gegenseitig so stark auf einander wirken, dafs keiner von beiden seinen Eigenton ungestört hervorbringen kann, was dann zur Folge hat, dafs nur ein einziger, zwi-

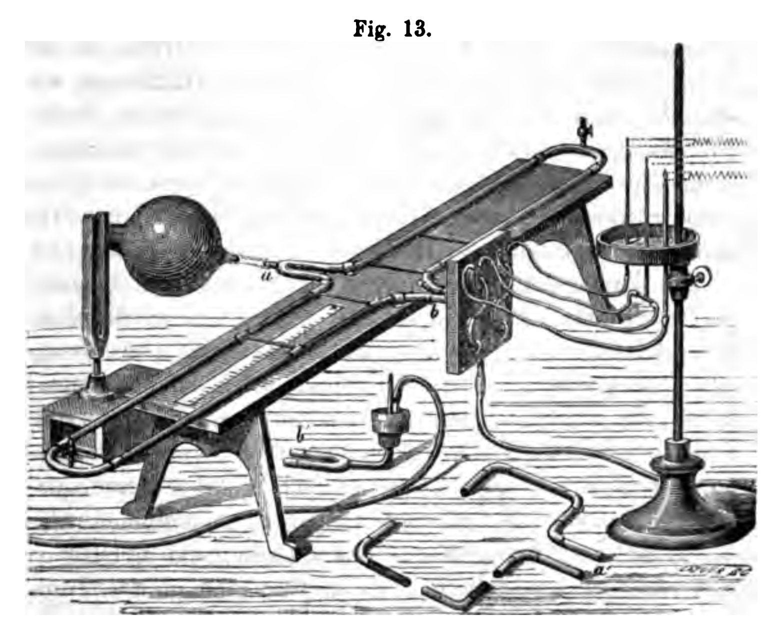
schen beiden liegender Mittelton entsteht. Dieser Ton ist stärker, als der einer einzelnen Orgelpfeife, und die Flamme zeigt dabei in ihrem Innern in der Mitte eine leuchtende Verengung, welche sich über einem nicht leuchtenden, blauen, breiteren Raume erhebt. Nähert man sich nun mehr und mehr dem reinen Einklange, so wächst die Höhe dieses dunkeln Raumes, die leuchtende Verengung verschwindet, und ist der Einklang ganz erreicht, so hat die Flamme das Aussehen angenommen, als wäre sie in Ruhe. Im selben Augenblicke ist dann aber auch der starke Grundton der Pfeifen fast gänzlich verschwunden und man hört den ersten Oberton deutlich hervortreten, da ja bekanntlich bei dem Gangunterschied einer halben Schwingungsperiode zweier gleicher Klänge im Unisono, während der Grundton und die ungeraden Obertöne zerstört werden, alle geraden Obertöne in beiden Klängen ohne Phasenunterschied schwingen und sich somit verstärken. Diese Octave läſst auch die Flamme im drehenden Spiegel erkennen, indem sie eine Reihe ganz niedriger, breiter Flammenbilder sehen läſst, von denen jedes einzelne gespalten erscheint. Man thut gut bei diesem Experimente einen etwas stärkeren Luftdruck anzuwenden, um die Intensität der Octave im Klange der Pfeifen dadurch zu vermehren.

Da dieses Hervortreten der Octave bei der Interferenz der Grundtöne zweier Klänge, sich auch besonders schön vermittelst der Doppelsyrene von Helmholtz nachweisen läſst, so stellte ich auch für diesen Fall das Phänomen durch die Flammen sichtbar dar. Ich versah zu diesem Zwecke jeden der beiden Resonanzkästen über den drehenden Scheiben mit einer Röhre, welche erlaubte ihren inneren Raum in directe Verbindung mit der zur Kapsel führenden Röhre zu setzen, und diese Verbindung stellte ich vermittelst Kautschukröhren her, so daſs der obere Windkasten der Sirene seine Beweglichkeit in den Gränzen beibehielt, um durch seine verschiedene Stellungen die Interferenz hervorrufen und wieder aufheben zu können. Immer, wenn man bei solcher Disposition den oberen

Sirenenkasten der Interferenzstelle nähert, sieht man dann die grofsen Schwingungen des Grundtones allmälich verschwinden und die kurze, gespaltene Flamme als Bild der Octave an ihre Stelle treten.

Ein besonderer Apparat, den ich für die Beobachtung der Interferenzerscheinungen verschiedenster Art construire, beruht auf der zuerst von Herschel angegebenen und nach ihm von vielen Physikern angewendeten Methode, Interferenz dadurch zu erzeugen, dafs man die von derselben Tonquelle kommenden Wellen zwei um eine Halbwelle verschieden lange Wege durchlaufen läfst und darauf wieder vereinigt. Er besteht aus einer Röhre, welche sich zwischen ihren Enden in zwei Arme verzweigt, von denen der eine durch Ausziehen beliebig verlängert werden kann (Fig. 13). Will man eine sehr vollständige In-

Fig. 13.



terferenz erhalten, so mufs man einen möglichst einfachen Ton in die Röhre einführen, indem man mit derselben einen Resonator verbindet, vor dem man die entsprechende

Stimmgabel tönen läfst. Verlängert man nun den einen der Arme bis der Längenunterschied beider der halben Wellenlänge des Tones der Stimmgabel gleich geworden ist, so zerstören sich die durch beide Leitungen kommenden Wellen am anderen Ende der Röhre, und läfst man dieses in einen kleinen Hohlraum münden, über welchem eine manometrische Kapsel angebracht ist, so sieht man beim Ausziehen des einen Röhrenarmes, wie die zuerst tiefgeschlitzte Flammenreihe im drehenden Spiegel sich allmälich in einen einfachen Lichtstreifen verwandelt, bis der Gangunterschied einer halben Wellenlänge erreicht ist. Noch schöner läfst sich die Interferenz vermittelst einer anderen Disposition darstellen. Statt die wieder zu einer einzigen Röhre vereinigten Arme auf eine Kapsel wirken zu lassen, bringe ich an den beiden Ausläufern der zwei Röhrenzweige einen kleinen Apparat an, der so eingerichtet ist, dafs nun jeder Zweig mit einer besonderen Kapsel in Verbindung steht. Diese beiden Kapseln, deren Wirkung auf einander durch zwei Hülfskapseln aufgehoben ist, sind mit zwei Gasausflufsröhren, statt mit einer versehen. Auf einem Ständer befinden sich drei Brenner, welche in verschiedener Höhe befestigt werden und von denen der mittelste für die Aufnahme zweier Kautschukröhren eingerichtet ist. Ich verbinde nun eine Gasausflufsröhre der einen Kapsel mit dem höchsten Brenner, eine der anderen Kapsel mit dem tiefsten, und durch die übrigbleibenden zwei Ausflufsröhren setze ich beide Kapseln mit dem mittelsten Brenner in Verbindung. Lasse ich jetzt die Stimmgabeln bei gleicher Länge der Röhrenarme ertönen, so zeigen die drei Flammen im drehenden Spiegel drei gleich tief geschlitzte Flammenreihen über einander, von denen die mittelste allein beim Verlängern des einen Armes um eine halbe Wellenlänge des Tones in einen einfachen Lichtstreifen übergeht, während die beiden anderen Flammen mit unveränderter Intensität fortschwingen, so dafs man hier zugleich die Wirkung der Tonwellen überblickt, wenn sie durch den einen Arm

allein ankommen, wenn sie nur den zweiten allein durchlaufen haben, und auch, wenn sie nach dem Durchgang durch beide wieder vereinigt bis zur Flamme gelangen.

Wendet man bei diesen Experimenten als Tonquelle statt einer Stimmgabel mit Resonator eine offene Orgelpfeife von nicht zu groſser Weite an, so treten wieder während der Interferenz der Wellen des Grundtones die Schwingungen der Octave hervor. Wie den Grundton, so kann man auf jeden beliebigen Oberton aus einem Klange durch Interferenz entfernen, was sich sehr anschaulich vermittelst der oben beschriebenen gedeckten Pfeife nachweisen läſst. Ich führe den Klang derselben in den Apparat, indem ich nach Entfernung des Gasbrenners die an ihrem Ende befindliche Kapsel durch eine Kautschukröhre mit demselben verbinde. Ziehe ich dann die eine Röhre so weit aus, daſs für den Ton 3 die Interferenz eintritt, so zeigt die mittelste der Flammen im Spiegel die einfache Flammenreihe des Grundtones, während die beiden anderen das oben beschriebene aus der Combination der Töne 1 und 3 (Fig. 5, Taf. II) entstandene Bild sehen lassen. Ebenso kann man auch aus Vocalklängen verschiedene Obertöne oder vielmehr ganze Reihen derselben ausscheiden, was eine neue und sehr ergiebige Methode zur Untersuchung dieser Klänge abgiebt. Bei diesen Experimenten ist die Disposition mit den drei Flammen ganz besonders nützlich, weil die immer unverändert bleibenden Bilder der oberen und unteren Flamme die geringste Aenderung in dem der mittelsten genau wahrzunehmen gestatten. So z. B. zeigt *U* auf $\bar{c}$ in den Apparat gesungen, den Grundton nur sehr schwach von der Octave begleitet, stellt man den Apparat so ein, daſs die Wellen von $\bar{\bar{c}}$ interferiren, so verschwindet jede Spur dieser Octave, wogegen bei der Interferenz des Grundtones an die Stelle jeder breiten Flamme zwei schmale, fast gleich hohe treten, welche die jetzt fast allein bestehende Octave darstellen. Mit *O* auf denselben Ton gesungen, bei dem die

Octave weit stärker den Grundton begleitet, als bei *U*, kann man dieselben Experimente machen, nur tritt hier bei der Interferenz der Octave der Ton 3 hervor, indem die breite Flamme des Grundtones nun in drei absteigende Spitzen ausläuft. *A* auf $\overline{c}$ gesungen, läſst bei der Interferenz des dritten Tones die Octave neben dem Grundton stark hervortreten. Interferiren die Wellen der Octave, so erscheint eine Gruppe von fünf Flammengipfeln, welche auf die Töne 1, 3 und 5 hinzudeuten scheinen. Unterdrückt man den Grundton und somit auch die Töne 3, 5 usw., so erscheint eine einfache Flammenreihe, welche durch die Octave allein gebildet wird. Diese Erscheinungen sind jedoch keineswegs immer so einfacher Natur, wie in diesen Beispielen, wenn es sich um zusammengesetztere Flammengruppen der tieferen Klänge handelt, und so will ich z. B. darauf noch aufmerksam machen, daſs man beim Verlängern der einen Röhre des Apparates oft plötzlich ganz bedeutende Veränderungen im Flammenbilde eintreten sieht, während dieselbe sich zwischen den Interferenzstellen zweier auf einander folgender Obertöne des Klanges befindet. Es ist dieses dann die Interferenzstelle der tieferen Octave oder Duodezime eines höheren Obertones des Klanges, welcher auf diese Weise aus demselben ausgeschieden wird.

An Stelle des gabelförmigen Röhrenstückes, in welches bei allen vorhergehenden Experimenten der Ton oder Klang eingeführt wurde, kann man zwei einzelne Röhrenstücke aufsetzen, welche eine genau gleiche Länge und Form haben und von denen jedes aus drei in einander geschobenen und um sich selbst drehbaren Stücken besteht, so daſs man die beiden freien Oeffnungen an ihren Enden in jeder beliebigen Richtung bewegen kann ohne jemals ihre Länge oder die Form ihrer Krümmungen zu verändern. Diese Vorrichtung gestattet dann den Ton von zwei verschiedenen Stellen eines schwingenden Körpers in den Apparat einzuführen, z. B. von zwei mit entgegengesetzten

Zeichen schwingenden Feldern einer Platte oder von der gleichen Stelle aber den entgegengesetzten Flächen derselben, in welchen beiden Fällen dann beim Durchgang durch die zwei gleich langen Wege die Interferenz stattfindet und der Ton erst hervortritt, wenn man durch Ausziehen des einen Armes diese Interferenz zerstört.

Damit der Apparat auch zur Bestimmung der Wellenlänge eines Tones in verschiedenen Gasen und für die Experimente von Zoch dienen könne, habe ich die Leitung mit zwei Hähnen versehen, welche zur Füllung und Leerung derselben dienen sollen. Der Resonator kann natürlich, wenn man mit einem anderen Gase als der atmosphärischen Luft experimentirt, nicht in directer Verbindung mit dem Innern der Röhre bleiben, und man muſs daher in solchem Falle zwischen beiden einen kleinen Hohlraum einschalten, der in der Mitte durch eine dünne Membrane in zwei Hälften getheilt wird, von denen die eine mit der Leitung, die andere mit dem Resonator zu verbinden ist. Auſserdem hat man denn auch Kautschukringe über die Enden der Röhrenstücke zu ziehen, welche nur über einander geschoben sind, damit das Gas nicht an diesen Stellen entweichen kann.

Daſs dieser Apparat schlieſslich auch die directe Beobachtung der verschiedenen Interferenzphänomene mit dem Ohre und somit die Wiederholung der Experimente von Mach, Quincke u. A. gestattet, versteht sich wohl von selbst. Man hat zu diesem Zwecke eben nur an Stelle des Flammenapparates das eine der gabelförmigen Röhrenstücke zu setzen und dieses durch eine Kautschukröhre mit dem Ohre zu verbinden.

II. *Untersuchungen über das Wärmespectrum des Sonnen- und Kalklichtes; von S. Lamansky.*

Seit der berühmten Entdeckung von Sir William Herschel[1]), dafs die Wärmewirkung des Sonnenspectrums nicht im Roth aufhört, sondern im Gegentheil erst jenseits des letzteren ihr Maximum erreicht, sind mehrere Untersuchungen über die Vertheilung der Wärme im Sonnenspectrum veröffentlich worden. Der gröfste Theil dieser Arbeiten ist sogar mit viel feineren Untersuchungsmitteln ausgeführt worden, als jenem berühmten Astronomen zu Gebote standen, wir müssen jedoch anerkennen, dafs trotzdem seit dieser Herschel'schen Entdeckung unsere Kenntnisse über den ultrarothen Theil des Sonnenspectrums noch sehr wenig erweitert sind, und dafs von allen drei Theilen des Sonnenspectrums der ultrarothe uns gerade am wenigstens bekannt ist.

Sämmtliche Forscher, welche gleich nach W. Herschel das Wärmespectrum der Sonne zum Gegenstand ihrer Untersuchung gemacht haben, waren hauptsächlich bemüht, die Lage des Maximums der Wärmewirkung im Sonnenspectrum und ihre Abhängigkeit von der Substanz (Seebeck)[2]) und der Dicke (Melloni)[3]) der durchstrahlten Prismenschicht zu ermitteln. So wurde von Melloni, der zuerst das Sonnenlicht mittelst eines Steinsalzprismas und mit einem Thermomultiplicator untersucht hat, der ultrarothe Theil des Sonnenspectrums in sechs, mit den sechs Farben oberhalb Roth, seiner Meinung nach isothermen Zonen getheilt, und sodann in einer jeden derselben die Wärmewirkung beobachtet. Spätere Forscher

1) Herschel, *Philosophical Transaction* 1800.

2) Seebeek, Schweigger's Jahrbuch der Chemie u. Physik. Bd. 13.

3) Melloni, Pogg. Ann. Bde. 34, 35.

(Masson und Jamin[1]), Franz[2]), J. Müller[3]) und Knoblauch)[4]) haben sich gleichfalls begnügt, bei ihren Untersuchungen der Wärmevertheilung im Sonnenspectrum die Wärmewirkung des ultrarothen Theiles nur auf einigen Stellen zu prüfen, indem sie ihre lineare Thermokette längs des ganzen ultrarothen Theiles nur 4 bis 6 Mal verschoben und die betreffenden Ablenkungen am Thermomultiplicator abgelesen haben. Es ist noch sehr wichtig hervorzuheben, daſs in allen Versuchen der genannten Forscher, wie es wenigstens aus ihren eigenen Angaben zu schlieſsen ist, das Spectrum nicht rein war, da sie mit verhältniſsmäſsig breitem Spalt gearbeitet haben. Die genannten Forscher kamen in ihren Untersuchungen, abgesehen von der verschiedenen Lage des Maximums der Wärmewirkung, übereinstimmend zu dem Resultate, daſs die Wärmewirkung des Sonnenspectrums von der Gränze des Ueberganges des Indigo in Violett, allmälig gegen Roth zunimmt, bis sie jenseits des letzteren ihr Maximum erreicht, dann wieder allmälig abnimmt. Diese Forscher kamen somit zu demselben Resultate, zu welchem bereits vor 70 Jahren Sir W. Herschel in seinen Versuchen mit dem Glasprisma und Thermometer gelangt war.

Auſserdem haben einige Physiker die Wärmewirkung an verschiedenen Stellen des Sonnenspectrums sowohl mit durchsichtigen Körpern (Masson und Jamin, Knoblauch), als auch mit farbigen Flüssigkeiten (Franz) und Gläsern, (Masson und Jamin) untersucht, und sollen zu dem Resultate gelangt seyn, daſs die Wärmestrahlen innerhalb des leuchtenden Theils, von dem durchsichtigen Körper gleich gut durchgelassen werden. Ferner soll den genannten französischen Physikern eine, in Bezug auf die Absorption des Lichtes und der leuchtenden Wärme mit farbigen Gläsern vorgenommene quantitative Messung,

1) *Masson et Jamin. Compt. rendus, T. 35. p. 14.*
2) Franz, Pogg. Ann. Bd. 101, S. 46 und Bd. 115, S. 278.
3) J. Müller, Pogg. Ann. Bd. 105.
4) Knoblauch, Pogg. Ann. Bd. 120, S. 122.

völlige Uebereinstimmung zwischen dem Lichte und der im leuchtenden Theile des Spectrums vorhandenen Wärme ergeben haben. Da aber diese Physiker keine Angaben über die photometrische Methode, deren sie sich bei diesen Untersuchungen bedient haben, gemacht, so möchte ich doch sehr bezweifeln, ob solche Versuche mit farbigen Gläsern, die doch keine homogene Strahlen durchlassen, überhaupt zu einem sicheren Resultate führen können. — Meines Wissens existirt bis jetzt noch keine photometrische Methode, mittelst deren es möglich wäre, die Absorption der einzelnen homogenen Lichtstrahlen genau zu messen.

Wohl besitzen wir eine grofse Reihe schöner Untersuchungen über die Absorption der dunklen und leuchtenden Wärme von Gasen, Flüssigkeiten und festen Körpern, ausgeführt von bekannten Physikern wie Melloni, Desains und Provostaye, Knoblauch, Magnus und Tyndall, welche dem Studium dieses Gebietes der Physik sich speciell gewidmet haben, aber ich glaube kaum, ob es noch einen anderen Theil der Physik giebt, wo in den Resultaten der einzelnen Forscher so viel Controversen sich befänden, als es gerade hier der Fall ist. Der Grund dieser sich so oft widersprechenden Resultate liegt, wie es mir scheint, nicht nur allein in den Schwierigkeiten, mit welchen der Forscher hier zu kämpfen hat, sondern auch noch in einem Uebelstande, mit welchem fast alle diese Untersuchungen behaftet waren, dafs nämlich sämmtliche genannten Forscher bei ihren Versuchen meist nur solche Wärmequellen benutzt haben, in welchen die dunklen Wärmestrahlen von den leuchtenden nicht getrennt waren. Als Quelle für die leuchtende Wärme wurde gewöhnlich das Lampenlicht oder der glühende Platindraht und als Quelle für dunkele Wärme entweder ein Metallcylinder mit heifsem Wasser, oder eine bis zu einer gewissen Temperatur erwärmte Kupferplatte gewählt. Allein das Licht jeder Lampe oder des glühenden Platindrahtes enthält nicht nur leuchtende, sondern auch eine grofse Menge von dunklen Strahlen. Ferner sind die von

einem bis zu einer gewissen Temperatur erwärmten Körper ausgesandten dunklen Strahlen nicht von bestimmter, sondern von verschiedener Wellenlänge. Da nun die Wärmestrahlen von verschiedener Wellenlänge von einem und demselben Körper in so ungleichem Maafse absorbirt werden, so ist es wohl zu begreifen, dafs die in dieser Weise von verschiedenen Forschern über die Absorption der dunklen und leuchtenden Wärme angestellten Versuche bei einem und demselben Körper zu ganz verschiedenen, einander sich widersprechenden Resultaten führen können.

Vor einigen Jahren wurde von Tyndall [1]) eine Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff als Trennungsmittel der leuchtenden Strahlen von den dunkeln vorgeschlagen, die von ihm und anderen Physikern zu vielen Versuchen über die strahlende Wärme angewandt wurde. Allein wenn durch diese Tyndall'sche Flüssigkeit alle leuchtenden Strahlen unbestreitbar abgehalten werden, so ist doch keineswegs möglich zu behaupten, dafs andererseits alle dunklen Strahlen durch dieselbe vollständig durchgelassen werden; wir können somit auch mittelst dieser Flüssigkeit nicht die ganze, von einem leuchtenden Körper ausgesandte Menge der dunklen Wärme erhalten [2]).

Als einziges und richtiges Verfahren für die Trennung der dunklen Strahlen von den leuchtenden, mufs jedoch die Zerlegung des Lichtes mittelst Prisma hingestellt bleiben, und nur die Untersuchung der Wärmewirkung der einzelnen homogenen Strahlen kann uns sichere Resultate versprechen. In den vorliegenden Untersuchungen wurden neue Methoden in Anwendung gebracht, die einerseits den Zweck hatten, ein reines und zugleich seiner Wärmewirkung nach sehr starkes Spectrum darzustellen

1) Tyndall, *Philosophical Transactions*, 1866.

2) Neulich suchte Prof. Garibaldi (*Il nuovo Cimento*, 1870, 3. Serie S. 251) mit der Tyndall'schen Flüssigkeit das Verhältnifs zwischen leuchtender und dunkeler Wärme in der Weise zu ermitteln, dafs er die Wärmewirkung eines durch den galvanischen Strom zum Glühen gebrachten Platindrahtes nach und vor Einschalten der Tyndall'schen Flüssigkeit mit einander verglich.

und andrerseits eine genaue Untersuchung der thermischen Wirkung der homogenen Strahlen möglich zu machen. Dank diesen, von meinem hochverehrten Lehrer Hrn. Prof. H. Helmholtz vorgeschlagenen Methoden, ist es mir gelungen, einige neue Thatsachen zu ermitteln, auf die ich mir hier erlaube aufmerksam zu machen.

Bevor ich jedoch zur Auseinandersetzung der von mir gewonnenen Resultate selbst schreiten werde, will ich die Untersuchungsmethode näher beschreiben.

Untersuchungsmethode.

Bei der Darstellung eines Spectrums zur Untersuchung der thermischen Wirkung, war vor allem wünschenswerth einen möglichst grofsen Lichtkegel mittelst eines Prisma zu zerlegen. Zu diesem Behufe wurde folgende Versuchsanordnung getroffen (Fig. 1, Taf. V). Die von dem Heliostatenspiegel (*H*) in horizontaler Richtung reflectirten Sonnenstrahlen, werden mittelst einer Linse (L_1) von 3 Zoll Apertur und 25 Zoll Brennweite gesammelt. Im Brennpunkt dieser Linse ist ein 10^{mm} langer Spalt (S_1) eingestellt, dessen Breite mittelst einer Mikrometerschraube variirt werden konnte. Die ausgetretenen Strahlen wurden mittelst eines Flintglasprisma von 2 Zoll Apertur und 60° 7′ 5″ brechenden Winkel zerlegt, wobei das Prisma so aufgestellt wurde, dafs ihre Fläche vollständig von den Strahlen beschienen war. Die so zerlegten Strahlen wurden sodann mittelst einer achromatischen, auf ihre doppelte Brennweite, sowohl von dem Spalt S_1 als auch von dem Spalt S_2 eingestellte Linse (L_2) wieder gesammelt. Das so entstandene reine prismatische Sonnenbild war 3 bis 4 Ctm. breit. Bei den Versuchen mit Glasapparaten war die Breite beider Spalten $\frac{1}{2}$^{mm}; bei den Versuchen mit Steinsalzapparaten dagegen hat dieselbe nur $\frac{1}{4}$^{mm} betragen.

Zum Zwecke der Compensation der Temperatur der Thermokette wurde die letztere in einem Blechkasten eingeschlossen, in dem sich noch ein zweiter kleiner Blechkasten befand, zu welchem das warme Wasser tropfen-

weise zugeführt werden konnte. Der ganze Blechkasten war auf Glasplatten aufgestellt und konnte längs einer Millimeterscala millimeterweise verschoben werden.

Die Thermokette wurde durch dicke Drähte mit einem feinen Thermomultiplicator nach Magnus[1]) verbunden. Dieser Thermomultiplicator ist bekanntlich so eingerichtet, daſs ein astatisches Nadelpaar mit einem leichten versilberten Glasspiegel in einer mit sehr starker Dämpfung versehenen Drahtrolle schwingt. Die Ablesung der Ablenkungen geschah mittelst Fernrohr und Scala, welche letztere von dem Spiegel auf 1500^{mm} entfernt war.

In allen Versuchen, von welchen weiter unten die Rede seyn wird, wurde eine und dieselbe Anordnung getroffen; — nur in Versuchen mit Kalklicht war die Scala auf 2500^{mm} von dem Spiegel entfernt. —

Um einen Begriff von der Empfindlichkeit meines Thermomultiplicators zu geben, führe ich an, daſs ein einfacher Bunsen'scher Brenner auf 55 ^{ctm} Entfernung von dem $\frac{1}{2}$ ^{mm} breiten Spalt der Thermokette, eine Ablenkung der Magnetnadel auf 68 Scalentheile bewirkt hatte. Ich will noch hervorheben, daſs die Glasapparate von Hrn. Steinheil in München verfertigt und die Steinsalzapparate in denselben Dimensionen, wie die Glasapparate aus ganz durchsichtigem *Staſsfurther* Salz von Hrn. W. Steeg in Homburg (Bad) geschliffen wurden.

Die Steinsalzapparate wurden in einem mit Schwefelsäure getrockneten Raume unter einer Glasglocke aufbewahrt und fast vor jedem Versuche von mir frisch aufpolirt. Werden nun die nöthigen Vorsichtsmaſsregeln beim Aufpoliren getroffen, so behalten sie längere Zeit ihr vollständig durchsichtiges und klares Aussehen und haben eine täuschende Aehnlichkeit mit den Glasapparaten.

Bei der Untersuchung der Wärmewirkung in den einzelnen Theilen des Spectrums verfuhr ich in folgender Weise. Zuerst habe ich den Spalt der Thermokette auf Linie *D* eingestellt; dann stellte ich zwischen dem ersten

1) Magnus, Pogg. Ann. Bd. 124, S. 479 bis 481.

Spalt und Prisma einen Pappschirm auf, und richtete das Sonnenbildchen mittelst des Heliostatenspiegels auf den Spalt. Nunmehr wurde der Schirm weggenommen und die Ablenkung abgelesen; dann wurde der Schirm wieder auf seine Stelle gestellt und die Thermokette auf 1^{mm} weiter verschoben und die Ablesung in derselben Weise ausgeführt. So verfuhr ich, bis die Wärmewirkung im Spectrum sehr schwach geworden, oder ganz aufgehört hatte. Für jede Stellung der Thermokette im Spectrum wurden zwei Beobachtungen gemacht und das Mittel genommen. Nach dem Verlauf des Versuches kehrte ich wieder zur Linie *D* zurück. Auf diese Weise war es mir möglich, die Schwankung der Intensität der Wärmewirkung während des Versuches zu ermitteln.

Vertheilung der Wärme im Sonnenspectrum.

In der oben beschriebenen Weise habe ich das Wärmespectrum der Sonne, sowohl mit Flintglas- und Schwefelkohlenstoffprismen, als auch mit Steinsalzapparaten untersucht. Diese Versuche wurden in der Vormittagszeit im Sommer und Herbst des Jahres 1870 und 1871 angestellt. Die Spectren von allen drei Prismen waren immer so rein, daſs ich alle Fraunhofer'schen Hauptlinien deutlich sehen konnte. Wie bereits oben angedeutet, diente mir bei den Beobachtungen der Wärmewirkung der einzelnen Theile des Spectrums die Linie *D* als Ausgangspunkt; dem zu Folge werde ich die Entfernung der Lage der Wärmewirkung nicht, wie es bisher zu geschehen pflegte von dem Ende des sichtbaren Roth, sondern von der Linie *D* angeben — und zwar aus dem Grunde, daſs das Ende des sichtbaren Roth für verschiedene Augen bekanntlich ganz verschieden ausfällt. — Zuerst habe ich das Wärmespectrum mit Flintglasprisma untersucht, und indem ich die Wärmewirkung von der Linie *D* ins ultrarothe Ende Schritt vor Schritt verfolgt, sah ich, daſs die Wärmewirkung, resp. die Ablenkungen allmälig immer gröſser wurde, bis sie ein gewisses Maximum erreicht ha-

ben, sodann trat plötzlich auf einer Stelle eine bedeutende Abnahme ein, worauf bei weiterem Fortrücken der Thermokette wieder eine Zunahme sich zeigte, — das wiederholte sich vier Mal. Wir sehen hier also eine discontinuirliche Vertheilung der Wärme im Sonnenspectrum: — die ultrarothen Strahlen werden nämlich an drei Stellen durch Lücken oder Streifen unterbrochen. Als Beispiel will ich einen von mir am 6. October 1870 angestellten Versuch hier anführen.

Vertheilung der Wärme im Flintglasspectrum der Sonne.

Der ultrarothe Theil:

	Abstand der Thermosäule von der Linie *D*. in mm	Ablenkung in Scalentheilen.
	D	75,0
	1mm	85,0
	2	92,0
	3	100,0
Ende des sicht-	4	110,5
baren Roth.	5	113,0
	6	119,0
	7	131,0
	8	140,0
	9	144,0
	10	109,0
	11	145,0
	12	97,0
	13	110,0
	14	97,0
	15	36,0
	16	57,0
	17	97,0
	18	71,0
	19	14,0
	20	8,0.

Ich habe mehrere solche Versuche mit Flintglasprismen angestellt und jedesmal kamen diese Absorptionsstreifen zum Vorschein und zwar stets an einer und derselben Stelle im Spectrum. Die zwei ersten Lücken waren von nahezu gleicher Breite, während die dritte immer etwas breiter erschien. Oft habe ich an der Stelle im Spectrum, wo die Lücken zum Vorschein kamen, die Thermokette mehrmals hin und zurück verschoben, erhielt aber stets dieselben übereinstimmenden Resultate. Aufserdem sehen wir noch an dem eben angeführten Versuche, dafs hinter dem letzten Maximum die Wärmewirkung plötzlich stark abnahm und bei weiterem Fortrücken der Thermokette sehr schwach geworden ist.

Was die Lage des Maximums der Wärmewirkung des Flintglasspectrums betrifft, so fand ich dasselbe bei den im Sommer angestellten Versuchen stets *vor*, dagegen im Herbst *hinter* der ersten Lücke. Wir werden weiter unten sehen, dafs die Lage des Maximums nicht nur zu verschiedenen Jahreszeiten, sondern selbst zu verschiedenen Stunden eines und desselben Vormittags verschieden ausfällt. In unseren Versuchen sehen wir also das Maximum der Wärmewirkung im Flintglasspectrum jenseits Roth, was mit den älteren Angaben der beiden (William und John) Herschel und den neueren von Knoblauch, J. Müller (für Crownglas) übereinstimmt; mit den Angaben von Franz aber, der das Maximum der Wärmewirkung im sichtbaren Roth gefunden zu haben glaubt, scheinbar im Widerspruch steht. Dieser Unterschied wird indefs wohl seine Erklärung in dem Umstande finden, dafs für das verhältnifsmäfsig schmale Spectrum (18^{mm}), wie solches Franz gehabt, seine Verschiebung der Thermokette nicht fein genug (3^{mm}) war, um ihm eine genaue Bestimmung der Lage des Maximums möglich zu machen. In meinen Versuchen war die Breite des leuchtenden Theiles des Spectrums doppelt so grofs, als wie in den Versuchen von Franz und es ist deutlich zu sehen, dafs das Maximum der Wärmewirkung nur 5^{mm} von der Gränze des sichtbaren Roth war. Man kann demnach annehmen, dafs in

den Versuchen von Franz das Maximum der Wärmewirkung gerade in einer Abtheilung (3^{mm}) zwischen zwei nach einander folgenden Stellungen der Thermokette im Roth und jenseits des letzteren gelegen hat.

Während ich in der beschriebenen Weise die Wärmewirkung von der Linie *D* aus in den leuchtenden Theil verfolgte, fand ich, daſs die Ablenkungen allmälig abnehmen, bis sie zwischen den Linien *G* und *H* (näher zu *H*) schon kaum bemerkbar geworden sind. Ich führe hier einen solchen Versuch als Beispiel an.

Der leuchtende Theil des Flintglasspectrums der Sonne.

Vers. am 16. Juli 1870.

Abstand der Thermosäule von der Linie *D*. in mm	Ablenkung in Scalentheilen.
D	110,5
E — 4	85,0
5	82,0
6	75,0
7	67,0
8	62,0
9	59,0
10	53,0
F — 10,5	52,0
11,0	52,0
12,0	49,5
13,0	48,0
14	44,0
15	40,5
16	34,0
17	31,5
18	26,0
19	23,0
20	19,0
G — 21	17,0
22	16,0
24	10,0
26	10,0
29	4,0
31	3,0.

Aus diesem angeführten Versuche geht deutlich hervor, daſs die ziemlich verbreitete Meinung, welche zuerst von Franz ausgesprochen wurde, nachher von J. Müller [1]) in Freiburg als vollkommen richtig bestätigt wurde, doch nicht stichhaltig ist. Die beiden Forscher glauben nämlich behaupten zu können, daſs in einem Spectrum, welches rein genug ist, um die Fraunhofer'schen Linien zu zeigen, *die thermischen Wirkungen* so gering sind, daſs an Messungen nicht zu denken ist. In meinen Versuchen wurden sehr groſse Lichtkegel mittelst Prisma zerlegt, wodurch mir, wie die oben angeführten Zahlen zeigen, die Messung der Wärmewirkungen in ganz reinen Spectren wohl möglich war.

Ich lege hier eine Wärmecurve für Flintglasspectrum der Sonne bei (Fig. 2, Taf. V). In allen solchen Curven habe ich die Ablenkung des Maximums der Wärmewirkung für 100 angenommen und die anderen auf sie reducirt. An solchen Curven läſst sich am besten die erwähnte discontinuirliche Vertheilung der Wärme übersehen. Dieser Mangel an Continuität wurde schon früher mittelst einer ganz besonderen Methode von Sir John Herschel [2]) constatirt. Er entwarf nämlich mittelst eines Flintglasprisma ein Sonnenspectrum auf ein beruſstes Papier, welches mit Alkohol befeuchtet wurde und bestimmte durch die Zeit des Austrocknens die Wärmewirkung des Sonnenspectrums. Er beobachtete dabei, daſs die feuchte Oberfläche des Papiers in einer Reihe von vier, von einander deutlich getrennten Flecken (*spots*) trocknete. Herschel interessirte sich indeſs hauptsächlich nur für die Bedingungen, unter welchen diese Flecke zum Vorschein kamen. Er beobachtete ferner, daſs diese Flecke im Spectrum des Crownglasprisma weniger deutlich von einander getrennt und daſs bei der Untersuchung des Sonnenspectrums mit einem Wasserprisma nur sehr

1) J. Müller, Pogg. Ann. Bd. 105, S. 339.

2) John Herschel, *Philosoph. Trans.* 1840, *p.* 52 bis 59. Froriep's Notizen aus dem Gebiete der Heil- und Naturkunde Bd. 14, S. 129 bis 139. *Bibliothèque univ. de Genève* Bd. 26, *p.* 397.

schwach ausgedrückt waren. Er konnte allerdings aus seinen Versuchen noch keinen richtigen Schlufs über den Ursprung dieser Unterbrechungen im Sonnenspectrum ziehen, nur war er sehr geneigt zu glauben, dafs diese Erscheinung auf der ungleichen Absorption des Glases beruhe. Diese Untersuchung von Herschel hat Melloni[1]) einer sehr scharfen Kritik unterworfen, ohne übrigens die Angaben von Herschel experimentell zu prüfen. Melloni sah in der Entstehung dieser Unterbrechungen der Wärmewirkung eine Bestätigung seiner Theorie über die *Diathermansie* oder *Wärmefärbung* des Glases. Er meinte, dafs diese Unterbrechungen in keiner Weise irgend eine Aehnlichkeit mit den dunkeln Linien von Fraunhofer hätten, sondern wohl den im Sonnenspectrum beim Anschauen durch farbige Gläser zum Vorschein kommenden dunkeln Linien ähnlich seyen. Er sagt ferner, dafs das Wärmespectrum von Herschel nichts anders, als ein unvollständiges Spectrum gewesen sey, gleich einem Lichtspectrum, welches statt einem Prisma aus farbloser Substanz, mit einem Prisma aus sehr gefärbtem Glase entworfen wird. Melloni wirft deshalb Herschel vor, warum er seine Versuche nicht mit Steinsalzprisma ausgeführt hätte, in welchem Falle, seiner Ansicht nach, die genannten Unterbrechungen wegbleiben würden. Wir werden weiter unten sehen, dafs diese hervorragende Autorität in diesem Gebiete der Physik mit seiner Behauptung doch nicht Recht gehabt. Einige Jahre später bemerkten Fizeau und Foucault[2]) bei Gelegenheit ihrer berühmten Untersuchungen über die Interferenz der Wärmestrahlen gleichfalls diese Ungleichheiten der Intensität der ultrarothen Strahlen des Sonnenspectrums. Auch Ed. Becquerel[3]) hat bei der Untersuchung der fluorescirenden

1) Melloni, *Comp. rend. T. XI.* Pogg. Ann. 1840, S. 81.
2) Fizeau und Foucault, *Comp. rend. T. 25*, Pogg. Ann. Bd. 73, S. 462.
3) Ed. Becquerel, *La lumière, ses causes et ses effets.* Paris 1867, *p.* 144.

Substanzen gleichfalls die in Rede stehenden Absorptionsstreifen jenseits Roth beobachtet, konnte aber, wie er es erklärt, da ihm die dazu nöthigen Steinsalzapparate fehlten, über den Ursprung der Streifen keinen Aufschlufs geben. Ueberhaupt hat diese Herschel'sche Beobachtung der Unterbrechungen der Wärmewirkung, resp. der Absorptionsstreifen in dem ultrarothen Theile des Sonnenspectrums in sehr unbedeutendem Mafse die Aufmerksamkeit der Physiker auf sich gezogen, was sehr erklärlich ist, wenn man bedenkt, dafs zur Zeit, als Herschel seine Versuche angestellt hat, die Absorptionsstreifen in dem leuchtenden Theile des Sonnenspectrums nicht die grofse Bedeutung gehabt hatten, welche ihnen in unserer Zeit durch die epochemachende Untersuchung von Bunsen und Kirchhoff verliehen worden ist. Es scheint sogar, dafs diese Beobachtung von Herschel den späteren Forschern, welche die Wärmevertheilung im Sonnenspectrum sowohl mit Glasprismen, als auch mit Steinsalzapparaten untersucht haben, ganz unbekannt geblieben ist, wenigstens finden wir bei ihnen keine Erwähnung darüber.

Nachdem ich die Existenz dieser Absorptionsstreifen im Sonnenspectrum mittelst eines Flintglasprisma festgestellt, unternahm ich die Untersuchung des Wärmespectrums des Kalklichtes mit Flintglasprisma, die ich weiter unten näher zu besprechen mir vorbehalte. Hier will ich nur hervorheben, dafs diese Versuche mir deutlich gezeigt haben, dafs die in Rede stehenden Absorptionsstreifen von der Absorption des Glases entschieden nicht herrühren, da ich solche im Wärmespectrum des Kalklichtes nicht vorfand, was doch sonst der Fall seyn müfste. Dieses negative Resultat veranlafste mich, das Wärmespectrum der Sonne mit Steinsalzapparaten genauer zu untersuchen. Ich entwarf mit Hülfe eines Steinsalzprisma ein sehr reines Spectrum und untersuchte die Wärmevertheilung in derselben Weise, wie mit Flintglasprisma und wurde überrascht, eine continuirliche Vertheilung der Wärme zu finden. Die einfache Ueberlegung führte mich aber bald

zu der Vermuthung, daſs die Verschiebung der Thermokette längs des Spectrums, welche ausreichend war für die Beobachtung der Absorptionsstreifen im Flintglasspectrum, für die Nachweisung jener Streifen im Spectrum des Steinsalzprisma, dessen Dispersionskraft bedeutend geringer ist, als die des Flintglases, wohl nicht fein genug seyn könnte. Ich suchte zunächst diese Vermuthung dadurch zu begründen, daſs ich ein Spectrum von zwei groſsen Steinsalzprismen entwarf, und die Wärmevertheilung in demselben untersuchte. In diesem Falle konnte ich die Existenz der Absorptionsstreifen schon durch meine verhältniſsmäſsig gröbere Verschiebung der Thermokette entdecken. Um nun deutlicher zu zeigen, daſs die Absorptionsstreifen des ultrarothen Spectrums in Prismen von gröſserer Dispersionskraft breiter sind und in Folge dessen weit leichter beobachten lassen, untersuchte ich das Wärmespectrum der Sonne mittelst eines Schwefelkohlenstoffprisma. Ich führe hier einen solchen Versuch an, welchen ich am 1. Juni des vorigen Jahres angestellt und in dem ich meine Beobachtungen von der Linie *B* begonnen habe.

Der ultrarothe Theil des Sonnenspectrums.

Abstand der Thermosäule von der Linie *B*. in mm	Ablenkung in Scalentheilen.
B	35,0
1mm	37,5
2	40,0
3	41,0
4	50,0
5	51,5
6	54,0
7	56,0
8	63,0
9	63,0

Abstand der Thermosäule von der Linie *B*. in mm	Ablenkung in Scalentheilen.
10	66,0
11,0	60,0
11,5	58,5
12,0	58,0
12,5	54,5
13,0	54,0
13,5	59,0
14,0	67,5
14,5	73,0
15,0	71,5
16,0	69,5
16,5	68,0
17,0	63,0
17,5	59,5
18,0	63,5
18,5	64,5
19,0	61,5
20,0	58,0
20,5	45,0
21,0	52,0
22,0	59,5
22,5	57,0
23,0	50,0
23,5	35,0
24,0	21,0
24,5	18,0
25,0	17,5.

Bemerkung: Die Breite der beiden Spalten betrug $\frac{1}{4}$mm.

Dieser Versuch zeigt, daſs die Absorptionsstreifen ihrer Lage nach, den Absorptionsstreifen im Spectrum des Flintglasprisma vollkommen entsprechen; sie sind nur breiter, als die letzteren. Hier sehen wir ferner, daſs nach dem letzten Maximum der Wärmewirkung der ultrarothen Strahlen eine starke Abnahme der Intensität dieser Strahlen

eintritt — eine Erscheinung, der wir stets begegneten und welche sich noch deutlicher zeigen wird, bei den Versuchen mit Steinsalzapparaten, zu welchen ich nunmehr übergehen will.

Das schöne Wetter, welches wir in Heidelberg Ende August und fast den ganzen September hindurch gehabt hatten, gab mir die Gelegenheit, viele Versuche mit Steinsalzapparaten anzustellen. Um diese Zeit konnte ich das Wärmespectrum der Sonne zwischen 7 bis 1 Uhr untersuchen, und fast an jedem Vormittage stellte ich zwei parallele Versuche an, nämlich den einen zwischen 7 bis 10 Uhr, den anderen zwischen 10 bis 1 Uhr. Für diese Versuche liefs ich, aus dem oben erwähnten Grunde, eine besondere Vorrichtung bauen, die mir es möglich machte, nach Belieben die feinste Verschiebung der Thermokette auszuführen. Es wurde nämlich die Thermokette hinter dem Spalt einer sehr dicken Messingplatte angebracht, welche mittelst einer Mikrometerschraube verschoben werden konnte (Fig. 3, Taf. V). Eine Umdrehung dieser Schraube betrug 0,469^{mm} und der Schraubenkopf wurde in 100 Theile getheilt. In jedem solchen Versuche wurde, wie in den früheren, die Wärmewirkung von der Linie *D* aus in's ultrarothe Ende hinein verfolgt, bis die Wärmewirkung der ultrarothen Strahlen ganz aufhörte oder sehr schwach geworden war. Ich besitze eine grofse Reihe von solchen zu verschiedenen Stunden des Vormittags mit Steinsalzapparaten angestellten Versuchen, aus welchen ich hier die folgenden anführen will.

Der ultrarothe Theil des Sonnenspectrums am 6. September 1871.

Abstand der Thermosäule von der Linie *D* in Umdrehungen der Mikrometerschraube angegeben.	I. Versuch von 8^h 11' bis 10^h 5' Ablenkung in Scalentheilen.	II. Versuch von 10^h 44' bis 12^h 48' Ablenkung in Scalentheilen.
D	24,5	41,0
1	29,0	44,0
2	29,0	45,0

	Abstand der Thermosäule von der Linie D in Umdrehungen der Mikrometerschraube angegeben.	I. Versuch von $8^h\ 11'$ bis $10^h\ 5'$ Ablenkung in Scalentheilen.	II. Versuch von $10^h\ 44'$ bis $12^h\ 48'$ Ablenkung in Scalentheilen.
	3	29,5	50,0
	4	32,0	51,0
	5	35,0	51,0
Gränze des sicht-	6	37,0	51,0
baren Roth.	7	37,0	51,0
	8	40,0	55,5
	9	41,0	57,5
	10	50,0	67,0
	11	52,5	70,5
	12	54,0	70,5
	13	57,0	76,0
	14	**59,0**	**76,5**
	15	45,0	54,0
	15,5		57,0
	16,0	41,5	62,0
	17,0	57,0	**93,0**
	17,5		92,0
	18,0	**71,5**	81,0
	18,5		75,0
	19,0	61,0	75,5
	19,5		79,0
	20,0	59,5	79,0
	20,5	57,0	**82,5**
	21,0	**65,0**	76,5
	22,0	54,0	54,5
	22,5	47,5	
	23,0	51,5	92,0
	23,5	56,0	**93,5**
	24,0	**69,5**	80,0
	25,0	56,0	46,5
	26,0	39,5	35,0
	27,0	39,5	22,5.

Bemerkung. Die relative Feuchtigkeit um 7 Uhr Morgens 0,86 und 2 Uhr 0,59.

Sämmtliche Versuche dieser Art zeigten deutlich die Anwesenheit der Absorptionsstreifen in dem ultrarothen Theile des Sonnenspectrums. Die Streifen hatten auch hier die ganz entsprechende Lage im Spectrum, wie in den früheren Versuchen mit Flintglas- und Schwefelkohlenstoffprismen und unterschieden sich nur dadurch, dafs sie hier etwas schmäler und tiefer waren, als in den Spectren der genannten Prismen. Durch diesen Versuchen ist somit ganz aufser Zweifel gesetzt, dafs die Absorptionsstreifen der ultrarothen Strahlen nicht, wie es Melloni behauptete, in der ungleichen Absorption des Glases ihren Ursprung haben.

Allerdings sind diese drei Streifen viel breiter als die dicksten Fraunhofer'schen Linien, allein wir können annehmen, dafs die drei Streifen drei Gruppen von vielen Linien darstellen, welche vielleicht durch verbesserte Untersuchungsmittel auseinander gehalten werden können. Für diese letztere Annahme spricht nämlich die Thatsache, dafs die Streifen in Prismen von gröfserer Dispersionskraft, nur breiter, aber nicht tiefer erscheinen.

In allen solchen parallelen Versuchen sieht man, wie es die hier beigelegte Curve (Fig. 4, Taf. V), welche zwei entsprechende Versuche von einem Vormittage darstellen, deutlich zeigen, dafs die Absorptionsstreifen in den Morgenversuchen etwas breiter und tiefer waren. Auch konnte ich beobachten, dafs sie an den Tagen, welche auf Regentage folgten, gleichfalls verhältnifsmäfsig etwas tiefer lagen, als an trockenen, kühlen Tagen. Aber diese letzteren Beobachtungen sind noch nicht ausreichend genug, um die Absorptionsstreifen des ultrarothen Spectrums direct für die atmosphärischen Linien erklären zu lassen, welche zuerst von Sir D. Brewster in dem leuchtenden Theile und später von Cooke[1]), Secchi[2]), und besonders von Janssen[3]) näher untersucht worden sind. Aus den Ver-

1) Cooke, Pogg. Ann. 1866.
2) Secchi, Pogg. Ann. 1865. *Comp. rend. T. 59.*
3) Janssen, *Comp. rend. T. 56, 57.* Pogg. Ann. 1865. *Ann. de chimie et physique* (4. Serie), *T. 23, p. 274.*

suchen der genannten Forscher ist uns nämlich bekannt, dafs diese Linien besonders zahlreich in dem wenig brechbaren Theile des Sonnenspectrums vertreten sind, dafs sie um so stärker und deutlicher hervortreten, je mehr die Sonne sich dem Horizonte nähert. Ferner aufserdem hat Janssen auf dem *Faulhorn* im Berner Oberlande eine allgemeine starke Abnahme aller Gruppen der atmosphärischen Linien beobachtet. Diesem französischen Physiker ist auch noch gelungen durch einen Versuch, welchen er am Genfer See, zwischen *Nion* und *Genf* angestellt hatte, diese irdischen Linien im Spectrum einer Flamme künstlich hervorzurufen.

Alle diese Beobachtungen stellen wenigstens die Thatsache fest, dafs die wenig brechbaren Strahlen vom Wasserdampf absorbirt werden, so dafs hier jedenfalls die Frage berechtigt erscheint, ob nicht auch die von uns beschriebenen Absorptionsstreifen ihren Ursprung in der Absorption des Wasserdampfes haben? Um die Frage zu beantworten ist es nöthig, die Versuche über das Wärmespectrum an verschiedenen Tages- und Jahreszeiten anzustellen; aber besonders wichtig wäre, das Wärmespectrum der Sonne auf hohen Gebirgen zu untersuchen. Solche Untersuchungen werden uns nicht allein die Natur dieser Absorptionsstreifen erklären, sondern auch viele Erscheinungen, welche wir im ultrarothen Spectrum beobachtet haben, dabei schärfer und deutlicher heraustreten lassen, da der störende Einflufs der feuchten Atmosphäre unserer Regionen hier fast ausgeschlossen seyn würde. Dieser Einflufs der feuchten Atmosphäre auf die Wärmewirkung der ultrarothen Strahlen ist sehr deutlich aus den eben erwähnten parallelen Versuchen zu ersehen, denn wir finden fast in allen diesen Versuchen, dafs des Morgens, wo die Sonnenstrahlen durch eine viel gröfsere Schicht unserer feuchten Atmosphäre ihren Weg zurückzulegen haben, die Intensität der Wärmewirkung der ultrarothen Strahlen bedeutend geringer war als des Mittags, wo die Sonne einen höheren Stand angenommen hat.

Wenn wir unsere Aufmerksamkeit auf die relative Feuchtigkeit der Luft wenden, so finden wir, daſs an den Tagen, wo die Schwankung der relativen Feuchtigkeit zwischen Morgens und Mittags verhältniſsmäſsig sehr gering war, auch die Differenz in den Ablenkungen resp. in den Wärmewirkungen der ultrarothen Strahlen zwischen den Morgens- und Mittagsversuchen viel geringer ausfiel. Folgender Versuch wurde von mir an einem kühlen Vormittage angestellt, als die relative Feuchtigkeit nach den Angaben der Heidelberger meteorologischen Station um 7 Uhr 0,58 und 2 Uhr 0,54 betrug:

Der ultrarothe Theil des Sonnenspectrums am 11. September 1871.

Abstand der Thermosäule von der Linie *D* in Umdrehungen der Mikrometerschraube.	I. Versuch von 7^h 25' bis 9^h 39' Ablenkung.	II. Versuch von 11^h 10' bis 12^h 54 Ablenkung.
D	43,0	50,0
1	46,0	52,5
2	50,0	53,0
3	54,0	57,0
4	59,0	60,5
5	63,0	64,0
6	67,0	67,0
7	69,0	67,5
8	71,0	75,0
9	74,5	75,0
10	78,0	79,0
11	81,0	81,0
12	83,5	83,0
12,5	84,0	84,0
13,0	87,5	87,5
13,5	90,0	89,5
14,0	90,5	92,0
14,5	**93,5**	**96,0**
15,0	90,0	92,5
15,5	90,5	86,5
16,0	84,5	77,5

Abstand der Thermosäule von der Linie D in Umdrehungen der Mikrometerschraube.	I. Versuch von $7^h\,25'$ bis $9^h\,39'$ Ablenkung.	II. Versuch von $10^h\,11'$ bis $12^h\,54$ Ablenkung.
16,5	82,0	80,0
17,0	83,0	89,0
17,5	91,0	101,5
18,0	100,0	**112,0**
18,5	104,5	110,5
19,0	**106,0**	102,0
19,5	103,0	99,5
20,0	101,0	96,0
20,5	102,0	99,0
21,0	98,0	**105,0**
21,5	95,0	102,5
22,0	94,0	92,0
22,5	89,0	87,0
23,0	86,0	77,0
23,5	88,5	90,0
24,0	89,0	102,0
24,5	**93,0**	**10,60**
25,0	85,0	87
25,5	81,0	56,0
26,0	43,5	42,0
27,0	30,0	34,0.

Bemerkung: Im 1. Versuche erschien die zweite und die dritte Lücke als eine breite gemeinschaftliche Lücke, oder mit anderen Worten, das dritte Maximum ist nicht zum Vorschein gekommen, was wahrscheinlich darin liegt, daſs das Maximum gerade zwischen zwei benachbarten Stellungen der Thermosäule fiel.

Dagegen die meisten Versuche, welche an Tagen angestellt waren, wo der Unterschied in der relativen Feuchtigkeit der Luft Morgens und Mittags sehr groſs war, zeigten (siehe Vers. S. 215) deutlich, daſs eine starke Absorption der ultrarothen Strahlen stattfindet, und zwar in der Weise, daſs je kleiner ihre Brechbarkeit ist, desto mehr von der Atmosphäre absorbirt werden. Die Frage über die Absorption der Wärmestrahlen durch Wasserdampf

ist bekanntlich noch immer Gegenstand der Discussion. Zwei ausgezeichnete Forscher, Magnus und Tyndall, welche darüber so viele Untersuchungen angestellt haben, kamen bekanntlich in ihren Versuchen zu widersprechenden Resultaten. Aber die Versuche von Wild [1]) und Garibaldi [2]) bestätigen doch die Tyndall'schen Angaben. Aufserdem liegen viele einzelne Beobachtungen von verschiedenen Forschern vor, die auch für die starke Absorption der Wärmestrahlen durch Wasserdampf sprechen. Ich erinnere hier an die Beobachtung von Pater Secchi [3]), dafs bei gleicher Höhe der Sonne und bei heiterem Himmel das der Sonne ausgesetzte Thermometer im Winter fast doppelt so hoch steigt, als im Sommer, was nur durch die in dieser letzteren Jahreszeit vorhandene Menge von Wasserdampf erklärlich ist. Es wäre deshalb sehr wünschenswerth die Frage über die Absorption des Wasserdampfes durch die Versuche mit Spectralwärme zu prüfen, da in diesem Falle bei weitem sicherere Resultate zu erwarten sind.

In dieser starken Absorption der ultrarothen Strahlen durch unsere Atmosphäre liegt auch der Grund, weshalb das Maximum der Wärmewirkung im Spectrum seine Lage mit der Elevation der Sonne verändert. In allen Versuchen, welche zwischen 7 — 10 Uhr angestellt wurden, lag das Maximum hinter dem ersten Absorptionsstreifen und war von der Linie *D* fast ebenso weit entfernt, als diese von der Linie *F*. Dagegen war in vielen der gegen Mittag angestellten Versuche die Wärmewirkung hinter der letzten Lücke eben so grofs, wie jenes Maximum, oder übertraf sogar dasselbe, was besonders deutlich in einem Versuche an einem kühlen Octobertage zu beobachten war. Man mufs also annehmen, dafs hier hinter der letzten Lücke eigentlich die Stelle ist, wo die Wärmewirkung im Sonnenspectrum erst ihr Maximum erreicht. Diese Stelle ist im

1) H. Wild, Pogg. Ann. Bd. 129.
2) P. Garibaldi. *Il nuovo Cimento.* 1870. *p.* 241—243.
3) Pater Secchi, *Compt. rend. T.* 58., *p.* 29.

Steinsalzspectrum eben so weit von der Linie *D* entfernt, wie die letztere von *G*.

Von den vier verschiedenen Maximis der Wärmewirkung, welche wir im Sonnenspectrum beobachteten, behielt in den meisten unserer Versuche nur das erste seine Lage, während die anderen drei Maxima sich mit der Elevation der Sonne gegen Roth zu verschoben, dem zu Folge die erste Lücke in den Versuchen gegen Mittag schmäler, als in Morgenversuchen erschien. Es ist sehr wahrscheinlich, daſs die Verrückung dieser Maxima von einer Veränderung der Brechbarkeit des Steinsalzprisma bedingt wurde, indem diese Veränderung möglicher Weise durch eine starke Erwärmung des Prisma bei den Versuchen gegen Mittag stattgefunden haben konnte. Um diese Vermuthung zu prüfen bestimmte ich nachträglich das Minimum der Ablenkung für Linie *D* bei einer Zimmertemperatur von 5° und 16° und fand, daſs für Steinsalzprisma von 60° 18′ brechenden Winkel die Ablenkung bei 16° um 2′ gröſser, als bei 5° C. Die Verrückung der Maxima in meinen Versuchen ist etwas kleiner als $\frac{1}{2}^{mm}$, was einem Winkel entspricht, der durch Erwärmung des Steinsalzprisma um 10° C. gewonnen werden kann, und eine solche Erwärmung konnte sehr leicht bei meinen Versuchen gegen Mittag stattfinden, da die Temperatur des Arbeitszimmers um diese Zeit sehr hoch war.

Die Veränderrng der Brechbarkeit der festen Körper durch die Wärme ist schon längst bekannte Thatsache und von Fizeau[1]) speciell untersucht und sogar für einige Körper festgestellt.

Wir haben bereits oben angeführt, daſs in allen Versuchen, welche mit den oben genannten Prismen über das Wärmespectrum zu verschiedenen Stunden des Vormittags und zu verschiedenen Jahreszeiten angestellt wurden, man sehr deutlich sah, daſs die Wärmewirkung der ultrarothen Strahlen des Sonnenspectrums, nachdem sie ihr letztes Maximum hinter der letzten Lücke erreicht hat, plötzlich

1) Fizeau, *Ann. de chimie et physique* (3) *T.* 66, Pogg. Ann. Bd. 119.

abnimmt. — Besonders deutlich war dies zu sehen in den Versuchen mit Steinsalzapparaten, welche gegen Mittag angestellt wurden. Es ist hier die Frage berechtigt, ob nicht an der Stelle, wo die Wärmewirkung des Sonnenspectrums ihr letztes Maximum erreicht, die Gränze der Brechbarkeit sey und ob nicht die Wärmewirkung, welche wir hier hinter diesem Maximum beobachteten, von diffus reflectirter Wärme herrühre? Um diese Frage zu lösen, ist es nöthig die Versuche darüber in der Weise anzustellen, daſs die Wirkung der diffusen Wärme ganz ausgeschlossen wäre. Dies kann nur dadurch erreicht werden, wenn wir dasselbe Verfahren einschlagen, welches zur Darstellung des homogenen Lichtes benutzt wird, nämlich die Methode mit zwei Prismen, mit welcher bekanntlich Helmholtz [1]) die ultravioletten Strahlen dem Auge unmittelbar sichtbar gemacht hat, indem er das diffuse Licht ausschloſs. Diese Methode mit zwei Prismen wurde von mir in diesen Untersuchungen öfters benutzt; besonders in den Fällen, wo es nöthig war die dunkele von der leuchtenden Wärme zu trennen. Leider konnte ich die mit dieser Methode angefangenen Versuche über die Gränze der Brechbarkeit wegen ungünstigen Wetters nicht zum Abschluſs bringen, so daſs ich gegenwärtig für die von mir hier ausgesprochene Vermuthung noch keine direkte Beweise anführen kann; glaube jedoch aus folgendem Grunde dieselbe als sehr wahrscheinlich hinzustellen. In den Versuchen mit Steinsalzapparaten nämlich, wo ich mit sehr schmalen Spalten gearbeitet habe, und wo die Verschiebung der Thermokette sehr fein war, nahmen die Ablenkungen respective die Wärmewirkung schon nach einer Verschiebung von etwas kleiner als $\frac{1}{2}^{mm}$ um die Hälfte ab.

Ich will noch hervorheben, daſs ich aus der Dispersionsformel von Cauchy, $n = a + \frac{b}{\lambda^2}$, den Grenzwerth des Brechungsindicis für die ultrarothen Strahlen für Stein-

1) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. 94, S. 205.

salz berechnet habe und fand ihn = 1,5258. Dann bestimmte ich den Brechungsindex aus meinen Versuchen und zwar in folgender Weise: da die plötzliche Abnahme der Wärmewirkung, resp. die vermuthliche Gränze der Brechbarkeit von der Linie *D* ebenso weit entfernt ist, als diese letztere von *G*, so nahm ich den Brechungsindex der Linie *D* als arithmetisches Mittel aus den Indices für *G* und den äufsersten ultrarothen Strahlen und bekam 1,5274. Hier findet also eine Uebereinstimmung zwischen dem berechneten und dem ermittelten Werthe des Brechungsindicis der äufsersten ultrarothen Strahlen, so dafs dadurch die Vermuthung, dafs die von uns beobachtete plötzliche Abnahme der Wärmewirkung im Spectrum wirklich der Gränze der Brechbarkeit entsprechen könne, hiedurch noch mehr an Boden gewonnen hat. Ganz in derselben Weise verfuhr J. Müller in seinen schon mehrmals hier erwähnten Untersuchungen über die thermische Wirkung des Sonnenspectrums bei der Bestimmung des Brechungsindicis der äufsersten ultrarothen Strahlen für Crownglas, und fand ihn gleich — 1,506, während nach der Dispersionsformel von Cauchy derselbe gleich 1,5155 ist. Dieser Unterschied, scheint mir, wie es schon Fr. Eisenlohr [1]) vermuthet hat, liegt nur darin, dafs Müller die Lage der Gränze des Spectrums weiter angenommen hat, als sie in der Wirklichkeit ist. Die Wärmewirkung, welche Müller am Ende des Spectrums beobachtet hatte, rührte aller Wahrscheinlichkeit nach, nur von diffuser Wärme her. Wenn wir also gemäfs dieser Vermuthung annehmen, dafs im Crownglasspectrum auch die Gränze der Brechbarkeit ebenso weit von der Linie *D* entfernt ist, wie die letztere von *G*, so werden wir den Brechungsindex der äufsersten ultrarothen Strahlen gleich 1,5175 finden, was mit dem aus der Dispersionsformel berechneten Werthe sehr gut übereinstimmt. J. Müller fand, dafs der von ihm ermittelte Werth des Brechungsindicis der äufsersten ultra-

1) Fr. Eisenlohr, Pogg. Annal. Bd. 109, S. 239. Vergl. auch Christoffel, Pogg. Ann. Bd. 117, S. 44.

rothen Strahlen mit dem aus Dispersionsformel von Redtenbacher berechneten Werthe sehr gut übereinstimmte, allein von allen Dispersionsformeln ist geradezu die Redtenbacher'sche die am wenigsten den Beobachtungen genügende, wie es auch deutlich aus den Untersuchungen von Mascart[1]) hervorgeht. Mascart verglich seine genau ermittelten Werthe des Brechungsindicis für Kalkspath mit den Werthen, welche er aus drei Dispersionsformeln von Cauchy, Christoffel und Redtenbacher berechnet hatte und fand eben, daſs die aus der Redtenbacher'schen Formel berechneten Werthe weit mehr, als die aus den anderen abwichen.

Was die Wärmewirkung in dem leuchtenden Theil des Steinsalzspectrums betrifft, so konnte ich ebenso wie im Flintglasspectrum die Wärmewirkung noch hinter der Linie *G* beobachten, und um mich zu überzeugen, daſs diese Wärmewirkung nicht möglicherweise von der diffusen dunkeln Wärme herrührte, stellte ich folgenden Versuch mit der erwähnten Methode der zwei Prismen an: Mittelst eines sehr schmalen Spaltes isolirte ich die blaue Farbe aus dem Steinsalzspectrum und lieſs die Strahlen durch das zweite Steinsalzprisma gehen; diese Strahlen wurden mittelst einer Steinsalzlinse vereinigt und auf den Spalt der Thermosäule geworfen. In den in dieser Weise angestellten Versuchen, konnte ich die schwache Wärmewirkung noch hinter Linie *G* verfolgen. Dies war um so nothwendiger zu constatiren, da, wie wir aus den hier folgenden Versuchen über das Wärmespectrum des Kalklichtes sehen werden, in jedem Spectrum sich über dem leuchtenden Theile auch noch die dunkele diffuse Wärme verbreitet. Ich lege hier eine Curve bei, welche die Wärmevertheilung im Steinsalzspectrum darstellt (Fig. 5, Taf. V.).

1) Mascart, *Note sur les formules de dispersion. Annales de l'école normale. Tome I, p.* 262.

Vertheilung der Wärme im Spectrum des Kalklichtes.

Bei der Untersuchung des Wärmespectrums des Kalklichtes wurde ganz dieselbe Versuchsanordnung getroffen, wie beim Sonnenspectrum. Zwischen dem glühenden Kalkcylinder und dem ersten Spalt wurde eine Linse von kurzer Brennweite eingestellt. Diese Linse war auf ihre doppelte Brennweite, sowohl von dem glühenden Kalkcylinder, als auch von dem Spalt entfernt.

Bei der Darstellung des Kalklichtes verfuhr ich in folgender Weise. Ich füllte ein Gasometer von 8,000 CC. Volumen mit Sauerstoff, den ich in einer eisernen Retorte aus einer Mischung von chlorsaurem Kali und Braunstein dargestellt. Das Gasometer wurde so eingerichtet, wie in den Leuchtgasfabriken und das Gas wurde durch ein aufgelegtes Gewicht herausgetrieben. Als Flamme diente mir die Leuchtgasflamme; die beiden Gase Sauerstoff und Leuchtgas wurden einem Knallgasbrenner zugeführt, welcher vor dem Kalkstift eingestellt worden war. Die Kalkstifte habe ich aus gewöhnlichem ungelöschten Kalk mit einer Feile ausgeschnitten. Das so dargestellte Kalklicht war sehr stark und gab ein sehr schönes Spectrum. Mit 8,000 CC. Sauerstoff konnte ich ohne Unterbrechung sehr gut $1\frac{1}{2}$ — 2 Stunden arbeiten —, Zeit genug, um in einem Versuche die Wärmevertheilung im Kalklichtspectrum, ganz in derselben Weise, wie es beim Wärmespectrum der Sonne gehandhabt wurde, zu untersuchen. Die Darstellung des Kalklichtes in der angeführten Weise ist jedenfalls mit weniger Umständen verbunden, als die Darstellung der anderen künstlichen starken Lichtquellen, und kann aufserdem mit grofsem Vortheile zu vielen optischen Untersuchungen angewandt werden. Ich will hier noch erwähnen, dafs das so dargestellte Kalklicht stark genug war, um die Messung der Krümmung der Krystalllinse des menschlichen Auges mittelst des Opthalmometers möglich zu machen —, wozu bekanntlich gewöhnlich nur das Sonnenlicht angewandt wurde.

Das Wärmespectrum wurde ebenfalls sowohl mit Flintglasprisma, als auch mit Steinsalzapparaten untersucht. In den Versuchen mit Glasapparaten konnte ich mit feinem Spalt doch nicht arbeiten und habe den ersten Spalt 2^{mm} breit gemacht. Im leuchtenden Theile des Flintglasspectrum des Kalklichtes konnte ich die schwache Wärmewirkung nur im Gelb constatiren und von da aus verschob ich allmälig die Thermokette in's ultrarothe Ende hinein. Es ergab sich aus solchen Versuchen, dafs die Vertheilung der Wärme im Kalklichtspectrum, wie folgender Versuch auch zeigt, ganz continuirlich ist.

Der ultrarothe Theil des Flintglasspectrum des Kalklichtes.

Abstand der Thermosäule vom sichtbaren Roth in ^{mm}	Ablenkung
Ende des sichtbaren Roth	20,0
1	24,5
2	27,0
3	29,5
4	31,0
5	31,5
6	31,5
7	33,0
8	32,5
9	31,0
10	30,0
11	30,0
12	28,0
13	27,0
14	22,0
15	18,0
16	14,5
17	13,0
18	8,5.

Ganz zu denselben Resultaten kam auch Tyndall[1]) bei der Untersuchung des Wärmespectrums des electrischen

1) Tyndall, *Philosophical Transactions.* 1866.

Lichtes und des durch galvanischen Strom zum Glühen gebrachten Platindrahts. Diese Versuche sprechen schon allein, daſs die discontinuirliche Vertheilung der Wärme, welche zuerst Sir John Herschel im Flintglasspectrum der Sonne beobachtet, nicht der Absorption des Glases zugeschrieben werden kann.

Im Flintglasspectrum des Kalklichtes konnte ich nicht am Ende des Spectrums eine plötzliche Abnahme der Wärmewirkung constatiren, wie wir es in den Versuchen mit dem Sonnenspectrum stets gesehen haben, was, wie mir scheint, wohl darin seinen Grund hat, daſs in diesen Versuchen der Spalt ziemlich breit war.

Vergleichen wir die Lage des Maximums der Wärmewirkung im Flintglasspectrum des Kalklichtes mit der Lage des Maximum der Wärmewirkung im Sonnenspectrum, so finden wir, daſs sie im ersten Spectrum viel weiter entfernt ist, als in dem letztern, mit anderen Worten: bei den schwächeren Wärmequellen erreicht die Intensität der Wärmewirkung ihr ***Maximum bei den*** Strahlen von gröſserer Wellenlänge, als es bei den stärkeren Wärmequellen der Fall ist.

Aus der Untersuchung des Kalklichtes mit Steinsalzapparaten ergiebt sich, daſs im Kalklichtspectrum die Intensität der Wärmewirkung jenseits Roth, wie der folgende Versuch zeigt, viel stärker, als es im Sonnenspectrum der Fall ist; und kann auch hier hinter dem Maximum die Stelle angezeigt werden, wo die Wärme sehr stark abnimmt; die plötzliche Abnahme der Wärmewirkung aber konnte ich hier nicht so deutlich, wie im Sonnenspectrum, constatiren, weil ich zur Zeit, als ich diese Versuche mit dem Kalklicht angestellt, die oben beschriebene Vorrichtung für die feinere Verschiebung der Thermokette noch nicht in meinem Besitze hatte.

Der ultrarothe Theil des Steinsalzspectrum des Kalklichtes.

Abstand der Thermosäule vom Ende des sichtbaren Roth in mm	Ablenkung
Ende des sichtbaren Roth	90,0
1	144,5
2	204,0
3	282,0
4	306,0
5	355,0
6	344,5
7	305,0
8	328,0
9	187,0
10	106,0
11	73,0.

Bei der Untersuchung des Wärmespectrum des Kalklichtes mit Steinsalzapparaten habe ich viele Versuche über die Absorption durch verschiedene Körper: Wasser, Glas, Glimmer, Kalkspath, Quarz untersucht. Bei diesen Versuchen verfuhr ich in der Weise, dafs ich die Wärmewirkung vom Anfange Roth bis sie ganz aufhörte oder sehr schwach wurde, nach und vor dem Einschalten des genannten Körpers verglichen habe.

Aus solchen Versuchen stellte sich für alle oben erwähnten Körper folgendes heraus, was schon früher von Melloni[1]) für Wasser gefunden wurde, *dafs nämlich die ultrarothen Strahlen bei ihrem Durchgange durch durchsichtige Körper einen desto gröfseren Verlust erleiden, je geringer ihre Brechbarkeit ist.* Ich führe hier einen Versuch für planparallele Flintglasplatte von 4mm Dicke als Beispiel an.

1) Melloni, Pogg. Ann. Bd. 35.

Abstand der Thermosäule von dem Ende des sichtbaren Roth in mm	Ablenkung nach Einschalten der Platte	und vor Einschalten der Platte
1mm	26,0	27,0
2	85,0	99,0
3	145,0	169,0
4	166,5	321,5
5	123,0	269,0
6	56,5	183,5
7	18,5	118,0
8	9,0	86,0
9	5,0	56,0
10	—	40,0
11	—	28,0

Wie der angeführte Versuch zeigt, hat hier nach Einschaltung der Flintglasplatte keine Verrückung des Maximum der Wärmewirkung statt gefunden, wurde aber anstatt dieser Flintglasplatte ein Satz von vier mittelst Canadabalsam mit einander zusammen gekitteten, dicken Glasplatten eingeschaltet, so trat diese Verrückung nach dem Roth deutlicher hervor.

Ich will hier noch auf eine Erscheinung aufmerksam machen, welche übrigens schon von Melloni vermuthet, aber nicht näher untersucht wurde, daſs nämlich über dem leuchtenden Theil eines jeden Spectrum sich eine gewisse Menge der diffusen dunkelen Wärme verbreitet. Ich habe oben erwähnt, daſs im Flintglasspectrum des Kalklichtes die Wärmewirkung nur im Roth und Orange constatirt werden konnte; wurde aber dasselbe Kalklicht mit einem Steinsalzprisma zerlegt und die Wärmewirkung dieses Spectrum untersucht, so konnte man die Wärmewirkung selbst noch im Blau wahrnehmen, trotzdem dieses Spectrum nicht heller war, als das des Flintglases. Dieses Resultat, welches, wenn es richtig wäre, zeigen würde, daſs die leuchtende Wärme von den durchsichtigen Körpern nicht in derselben Masse wie das Licht absorbirt wird, veranlaſste mich, die Absorption der leuchtenden Wärme durch

Flintglas genauer zu untersuchen und bediente ich mich zu diesem Zwecke der oben erwähnten Methode mit zwei Steinsalzprismen. Nachdem mit Hülfe dieser Methode bestimmte homogene Strahlen des Sonnenspectrums ausgesondert waren, verglich ich die Wärmewirkung derselben vor und nach dem Einschalten einer planparallelen Flintglasplatte, die so eingestellt wurde, daſs die Strahlen auf sie senkrecht fielen.

Solche Versuche sind für alle Farben des Sonnenspectrums angestellt worden und betrug die Wärmeabsorption

für	Roth	12	Proc.
„	Orange	12	„
„	Gelb	7	„
„	Grün	6	„
„	Blau	5	„

Von dieser Menge der absorbirten Wärme ist noch nöthig die Menge der senkrecht reflectirten Wärme, welche für eine Flintglasplatte 5 Proc. der ganzen einfallenden Wärme beträgt, in Abzug zu bringen.

Nach diesen Versuchen muſs also angenommen werden, daſs die starke Wärmewirkung, welche in den oben erwähnten Versuchen in dem leuchtenden Theil des Kalklichtspectrums beobachtet wurde, hauptsächlich von Wärmestrahlen, die durch diffuse Reflexion in den Steinsalzprismen, wie in trüben Medien abgelenkt waren, herrührte.

Allerdings steht dieses Resultat im Widerspruch mit den Angaben der früheren Forscher, namentlich Masson und Jamin, welche im Steinsalzspectrum des Sonnenlichtes, unter Anwendung der farbigen Gläser, die durchgelassenen Licht- und Wärmemengen numerisch zu vergleichen suchten; da aber diese Forscher ihre photometrischen Methoden nicht beschrieben haben, so läſst sich ihre Angabe nicht näher beurtheilen.

Es wäre deshalb sehr wünschenswerth mittelst einer genauen photometrischen Methode die Absorption der homogenen Lichtstrahlen von durchsichtigen Körpern zu-

untersuchen und einen genauen Vergleich mit der Absorption der leuchtenden Wärme des Spectrums anzustellen.

Berlin, im Februar 1872.

III. *Versuche über Fluorescenz;* *von E. Hagenbach.*

(Fortsetzung von S. 89.)

6. Kienrufsauszug.

Osann [1]) hat darauf aufmerksam gemacht, dafs ein weingeistiger Auszug aus gewöhnlichem Kienrufs sehr schön blaugrün fluorescirt; auch wird seither, so viel mir bekannt, diese sehr leicht und wohlfeil herzustellende Flüssigkeit häufig zum Füllen der Geifsler'schen Röhren verwandt.

Ich habe vier Auszüge von Kienrufs, die alle sehr stark fluoresciren, der Untersuchung unterzogen, nämlich die Auszüge mit Terpentinöl, Aether, Alkohol und Schwefelkohlenstoff; da sich dieselben in einigen Punkten verschieden verhalten, so werde ich dieselben besonders besprechen.

Auszug mit Terpentinöl.

Der Auszug mit Terpentinöl fluorescirt sehr stark. Fällt der Strahlenkegel einer Sammellinse darauf, so sieht man eine sehr schöne blaugrüne Fluorescenz und bemerkt leicht, dafs an der Oberfläche das blaue Fluorescenzlicht vorherrscht, während das grüne Licht tiefer eindringt.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche projicirt, so sieht man fünf Maxima der Fluorescenz.

Dieselbe beginnt schwach mit gelbrothem Licht bei 185 (49), ein erstes nicht stark ausgeprägtes Maximum

1) Pogg. Ann. XCVII. S. 329.

mit gelbrother Fluorescenzfarbe liegt bei 247 (60), ein zweites deutlicher ausgesprochenes Maximum zeigt gelbe Farbe und liegt etwa bei 360 (80); das dritte Maximum zeigt grüne Farbe und liegt etwa bei 467 (98); das vierte Maximum zeigt blaue Farbe und liegt etwa bei 594 (120); ein fünftes Maximum, dessen Lage sich nicht genau bestimmen läfst, liegt vor H_1 etwa bei 790 (154); die Fluorescenz erstreckt sich ins Ultraviolette bis etwa zu 1161 (220).

Am stärksten ist Max. IV, dann kommen V und III, dann II, am schwächsten ist I.

Im Absorptionsspectrum erkennt man Absorptionsstreifen, welche den Maximis II, III, IV entsprechen und eine dem Maximum V entsprechende Absorption des violetten Endes des Spectrums. Einen dem nur wenig ausgesprochenen Maximum I entsprechenden Absorptionsstreif habe ich nicht bemerken können.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes besteht aus einer Reihe periodisch auf einander folgender heller und dunkler Bänder, deren hellste und dunkelste Stellen wir als Maxima und Minima bezeichnen.

Das Spectrum beginnt schwach bei 98 (34),
deutlich bei 120 (38);
I. Maximum bei 158 (45), das darauf folgende
Minimum bei 200 (53);
II. Maximum bei 259 (63), das darauf folgende
Minimum bei 297 (69);
III. Maximum bei 347 (77), das darauf folgende
Minimum bei 396 (86);
IV. Maximum bei 459 (96), das darauf folgende
Minimum bei 518 (107);
V. Maximum bei 581 (118), das
Ende bei . . . . . . 615 (124).

Der Stärke nach ist die Reihenfolge der Maxima: I, II, III, IV, V.

Das Minimum zwischen Maximum I und II ist sehr wenig ausgesprochen; schon deutlicher ist das zwischen II und III; recht deutlich sind die Minima erst zwischen III, IV, V.

Auszug mit Aether oder Alkohol.

Die Auszüge mit Aether oder Alkohol zeigen unter sich keinen wesentlichen Unterschied; nur ist beim Aether die Fluorescenz überhaupt stärker, es sind deshalb bei ihr auch alle fünf Maxima der Fluorescenz deutlich zu erkennen, während bei der alkoholischen Lösung Max. I kaum und Max. II nur schwach zu erkennen ist.

Im directen Sonnenlicht sind diese Auszüge dem mit Terpentinöl sehr ähnlich und zeigen auch die Eigenthümlichkeit, daſs die Fluorescenzfarbe oberflächlich mehr blau und beim Eindringen mehr grün ist.

Der Auszug mit Aether oder Alkohol unterscheidet sich von dem mit Terpentinöl dadurch, daſs die Maxima der Fluorescenz etwas gegen das Violett hin verschoben sind. Die Fluorescenz beginnt schwach mit gelbrothem Licht bald nach D bei 219 (56); ein erstes wenig ausgesprochenes Maximum mit gelbrothem Lichte liegt bei 273 (65); die Fluorescenzfarbe geht nun nach und nach in's Gelbe über, und ein zweites Maximum liegt bei 382 (83); das dritte Maximum mit mehr grüner Farbe liegt bei 480 (100), das vierte mit blauer Farbe bei 605 (122). Nach G wird die Fluorescenz etwas schwächer und nimmt vor H_1 wieder zu; das fünfte Maximum ist nicht leicht zu bestimmen, es mag etwa bei 795 (155) liegen. Im Ultravioletten geht das Licht bis 1075 (205).

Die Reihenfolge in Bezug auf die Stärke ist hier etwas anderes als bei dem Auszug mit Terpentinöl; am hellsten ist Maximum III, dann kommen der Reihe nach IV, II, V und I.

Aus der Lage der Absorptionsstreifen ergiebt sich diese Verschiebung der Fluorescenzmaxima nach der Seite des Violett ebenfalls.

Die Fluorescenzspectra der Auszüge mit Aether oder Alkohol stimmen in Bezug auf Anzahl und Lage der Streifen mit dem Fluorescenzspectrum des Terpentinölauszuges überein.

Ein Zusatz von Schwefelsäure, Salpetersäure, Salzsäure,

Oxalsäure, Ammoniak oder Kali zu dem alkoholischen Auszug ändert der Fluorescenz nicht.

Geht das erregende Licht durch ein blaues (No. 3) oder durch ein violettes Glas (No. 5) oder durch beide zugleich (No. 7), so erhält man immer das gleiche aus fünf Maxima bestehende Fluorescenzspectrum.

Die verschiedene Nuance des Fluorescenzlichtes von blau und grün an der Oberfläche und beim Eindringen, welche die drei besprochenen Lösungen zeigen, findet die Erklärung in der Absorption des Fluorescenzlichtes; indem bei dem Lichte, das von den tiefer liegenden Theilchen ausstrahlt, hauptsächlich das Licht des vierten und fünften Maximums abgeschwächt wird, und somit der Gesammteindruck des Lichtes mehr in's Grün übergeht. Die Richtigkeit dieser Erklärungsweise erhellt unter anderem aus dem Umstande, dafs bei der Projection des Spectrums auf die Oberfläche der Flüssigkeit die Fluorescenzfarbe überall grün erscheint, wenn man die Erscheinung durch ein mit der gleichen Lösung gefülltes Gefäfs ansieht, oder wenn man dieselbe im Glastrog von unten betrachtet.

In der Geifsler'schen Wasserstoffröhre zeigen die drei genannten Auszüge eine kaum merkliche Fluorescenz. In der Stickstoffröhre ist die Fluorescenzerscheinung schön; bei concentrirter Lösung mehr gelbgrün und bei verdünnter mehr blaugrün, was sich auch durch Absorption in der Weise erklärt, dafs bei der concentrirten Lösung die Fluorescenz hauptsächlich weiter innen stattfindet und das Licht somit eine gröfsere Flüssigkeitsschicht zu durchsetzen hat.

Auszug mit Schwefelkohlenstoff.

Zieht man Kienrufs mit Schwefelkohlenstoff aus, so erhält man eine äufserst stark fluorescirende Flüssigkeit.

Die Fluorescenzfarbe im directen Sonnenlicht ist ein schmutziges Gelbgrün, das von dem der schon besprochenen Lösungen sehr verschieden ist; auch ist hier der oben besprochene Unterschied der Nuance an der Oberfläche und beim Eindringen nicht zu erkennen. Wird das Spec-

trum auf die Oberfläche der Flüssigkeit projicirt, so erkennt man auch fünf Maxima der Fluorescenz, die jedoch ganz anders liegen als bei den besprochenen Auszügen, nämlich um ein bedeutendes nach der rothen Seite verschoben.

Die Fluorescenz beginnt schon vor *D* bei 115 (37) mit röthlichem Lichte. Das erste Maximum hat rothgelbes Licht und liegt bei *D*; das zweite Maximum mit gelbem Licht liegt bei 265 (64); das dritte nicht sehr stark ausgesprochene mit gelbgrünem Licht bei 349 (78); ein viertes Maximum mit grünem Licht liegt bei 420 (90) und ein fünftes mit bläulichem Licht bei 555 (113). Von hier an nimmt nun die Intensität nach und nach ab bis in's Ultraviolette; die Farbennuance von der Mitte zwischen *G* und H_1 an ist bläulichweifs. Das Ende liegt im Ultravioletten bei 1093 (208).

Am hellsten ist Maximum II, dann kommen der Helle nach I und III, dann IV und dann V.

Durch ein dunkelgelbes Glas sind die Maxima I, II, III und IV deutlich zu erkennen; durch ein blaues Glas besonders Maximum IV.

Im Allgemeinen sind bei dem Auszug mit Schwefelkohlenstoff die Maxima weniger stark ausgesprochen, es mag diefs den Umstand erklären, dafs im Absorptionsspectrum nur für das Maximum V ein besonderer Absorptionsstreif zu sehen ist; hingegen giebt sich die Fluorescenz überhaupt durch eine starke Absorption des brechbareren Theiles des Spectrums schon vom Gelb an zu erkennen.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes besteht auch hier aus hellern und dunklern Streifen, die jedoch in ihrer Lage sehr merklich von denen der beschriebenen Spectren der andern Kienrufsauszüge abweichen.

Das Fluorescenzspectrum beginnt bei 90 (33);

I. Maximum bei 145 (42), das darauf folgende
Minimum bei 201 (53);

II. Maximum bei 235 (58), das darauf folgende
Minimum bei 271 (65);

III. Maximum bei 314 (72), das darauf folgende
Minimum bei 360 (80);
IV. Maximum bei 405 (87), das darauf folgende
Minimum bei 452 (95);
V. Maximum bei 502 (104), das
Ende bei . . . . . 540 (111).

Die Maxima sind hier weniger scharf ausgeprägt als bei den Fluorescenzspectren der oben beschriebenen Kienrufsauszüge.

In der Geifsler'schen Stickstoffröhre fluorescirt der Schwefelkohlenstoffauszug nicht sehr stark mit einer gelben etwas in's Grünliche gehenden Farbe.

7. Amid der Phtalsäure.

Der Gefälligkeit des Hrn. Hugo Müller in London verdanke ich eine Substanz, deren alkoholische und ätherische Lösung sehr schön grün und blau fluorescirt und die mir als ein durch Reduction aus der Nitrophtalsäure erhaltener Amidokörper bezeichnet wurde.

Schon im Jahre 1862 ist dieser Körper von Stokes untersucht worden, und dieser Gelehrte hatte die Gefälligkeit, mir schriftlich einiges über seine Untersuchungen mitzutheilen; durch ihn bin ich auch darauf aufmerksam gemacht worden, dafs die alkoholische Lösung schön grün, die ätherische Lösung der gleichen Substanz aber schön blau fluorescirt. Ich habe deshalb beide Lösungen besonders untersucht.

Alkoholische Lösung.

Die Fluorescenzfarbe der alkoholischen Lösung ist grün, doch so, dafs sie sich mehr dem Blaugrünen nähert, besonders wenn man sie mit der Fluorescenzfarbe des salpetersauren Chrysanilins vergleicht, die im Vergleich damit gelbgrün zu nennen ist.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche der Flüssigkeit projicirt, so sieht man die Fluorescenz schwach beginnen bei 465 (97), sie wird stark etwa bei 550 (112), nimmt bis kurz vor H_1 noch sehr zu; dann nimmt sie wieder

ab, bleibt aber noch sehr deutlich weit in's Ultraviolette hinein und hört erst etwa bei 1174 (222) auf. Man sieht sehr deutlich die Fraunhofer'schen Linien von G bis N.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes beginnt schwach bei 96 (34) und wird deutlich bei 108 (36). Von 131 (40) bis 477 (100) ist die Helligkeit am stärksten, das schwer zu bestimmende Maximum der Helligkeit mag etwa bei 313 (72) liegen. Bei 559 (114) nimmt das Licht bedeutend ab, ist aber noch bis 600 (121) ganz schwach bemerklich.

In der Geifsler'schen Stickstoffröhre haben wir eine sehr schöne grüne Fluorescenz; auch hat Geifsler zuweilen diese Lösung zum Füllen seiner Röhren verwandt.

Aetherische Lösung.

Die Fluorescenzfarbe der ätherischen Lösung ist blau und liegt in der Nuance zwischen der Fluorescenzfarbe des Fraxins und Aesculins.

Bei Projection des Spectrums auf die Flüssigkeitsoberfläche bemerkt man leicht, dafs der Beginn der Fluorescenz weiter zurück liegt als bei der alkoholischen Lösung, nämlich erst bei 566 (115); die Linie G ist auch hier sichtbar, doch ist bei dieser Linie die Fluorescenz noch ziemlich schwach, sie wird erst stärker ein wenig nach G bei 643 (129); das wenig ausgeprägte Maximum liegt ein wenig vor H_1; im Ultravioletten geht die Fluorescenz wenigstens eben so weit als bei der alkoholischen Lösung.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes unterscheidet sich auch von dem der alkoholischen Lösung, in so fern als das Maximum und das Ende des Spectrums um eine mefsbare Gröfse nach der Seite des Violett zurückgeschoben sind.

Das Spectrum beginnt schwach bei 96 (34), wird deutlich bei 108 (36). Von 131 (40) bis 477 (100) bleibt das Licht ziemlich gleich hell, so dafs die Lage des Maximums nicht leicht anzugeben ist, es mag etwa bei 363 (80) liegen; das deutliche Spectrum hört auf bei 600 (121), doch ist schwaches Licht noch zu bemerken bis zu 614 (124).

Auch die ätherische Lösung fluorescirt schön in der Geifsler'schen Stickstoffröhre, und zwar mit blauer Farbe.

Wird eine alkoholische Lösung mit Aether versetzt, so wird die Nuance nach und nach mehr bläulich, und die Gränze der Fluorescenz rückt mehr gegen das Violett zurück.

Ein Zusatz von Kali oder Ammoniak zu der alkoholischen oder ätherischen Lösung hebt sogleich fast alle Fluorescenz auf; es bleibt nur eine ganz schwache Fluorescenz in der Gegend von *H*.

Die *feste* Substanz zeigt auch Fluorescenz und zwar eine gelbliche. Sie beginnt etwa in der Mitte zwischen *b* und *F*, ist sehr stark zwischen *F* und *G* und ist im Ultravioletten noch weit zu verfolgen bis in die Gegend von 1200 (226). Gränzen und Maximum der Fluorescenz der festen Substanz scheinen etwas anders zu liegen als bei den Lösungen.

8. Stechapfelsamenextract.

Der alkoholische Ausgang des Samens von Datura Stramonium wurde zuerst von Brewster, dann von Stokes und Osann untersucht. Bei meinen Untersuchungen handelte es sich hauptsächlich darum, die Fluorescenzerscheinung dieses Körpers mit derjenigen anderer Körper zu vergleichen. Es hat sich dabei ergeben, dafs in Bezug auf Gränzen und Maximum der Fluorescenz im Spectrum so wie auch auf Farbe und Spectrum des Fluorescenzlichtes der Stechapfelsamenextract sich vollkommen gleich verhält wie die alkoholische Lösung des Amides der Phtalsäure.

Diese Uebereinstimmung ergab sich sowohl aus den gesondert bei beiden Lösungen angestellten Messungen als auch aus dem directen Vergleich, wenn die beiden Lösungen in gleichen Trögen neben einander in das gleiche Spectrum gestellt wurden.

Während die alkoholischen Lösungen vollkommen über-

ein stimmen, gilt nicht das gleiche für die ätherischen. Wenn man die Stechapfelsamen direct mit Aether auszieht, erhält man eine Flüssigkeit, welche deutlich die Fluorescenz des Chlorophylls zeigt, und die sich deſshalb nicht besonders zum Vergleich mit der ätherischen Lösung des Amides der Phtalsäure eignet. Diesen störenden Einfluſs des Chlorophylls kann man jedoch dadurch gut vermeiden, daſs man einen alkoholischen Auszug eindampft und dann in Aether löst. Man kann sich so leicht davon überzeugen, daſs die Fluorescenz des ätherischen Auszuges der Stechapfelsamen sich nicht von der des alkoholischen Auszuges unterscheidet. Auch wenn dem alkoholischen Stechapfelsamenextract Aether zugesetzt wird, findet weder eine Aenderung der Farbennuance noch der Gränzen der Fluorescenz statt.

Auch bei Zusatz von Ammoniak verhält sich Stechapfelsamenextract ganz anders als die Lösung des Amides der Phtalsäure; es wird nämlich in diesem Fall die Fluorescenz nicht einfach aufgehoben, sondern es entsteht eine andere gelbe oder vielmehr grüngelbe Fluorescenz.

Wird das Spectrum auf die mit Ammoniak versetzte Flüssigkeit geworfen, so sieht man vorerst, daſs die Nuance der Fluorescenzfarbe nicht überall gleich ist, im Allgemeinen zwar grüngelb, doch mehr grünlich nach der violetten und mehr gelb nach der rothen Seite. Es beginnt diese Fluorescenz schwach etwas vor E bei 293 (68), wird merklich stärker bei b, von da nimmt die Stärke noch etwas zu. Das Maximum ist nicht stark ausgesprochen, da über eine ziemliche Strecke die Stärke nur wenig sich ändert, doch mag es etwa bei 457 (96) liegen. Die Fluorescenz bleibt noch sehr deutlich bis über H_2 hinaus und hört ganz auf bei 1120 (212).

Wenn man das Spectrum dieses grüngelben Fluorescenzlichtes der mit Ammoniak versetzten Lösung genau beobachtet, so bemerkt man zwei durch ein schwach ausgeprägtes Minimum getrennte Maxima.

Das Spectrum beginnt schwach bei 88 (32), deutlich

bei 109 (36), das erste Maximum liegt bei 151 (44), das schwach ausgeprägte Minimum bei 213 (55) und das zweite Maximum bei 283 (67); das deutliche Ende liegt bei 335 (75), ganz schwaches Licht geht noch bis 356 (79).

Die Absorptionserscheinung, welche Stechapfelsamenextract mit und ohne Ammoniak darbietet, entspricht dem Verhalten in Betreff der Fluorescenz.

Wurde ein Probegläschen mit der Flüssigkeit ohne Ammoniak vor die Spalte gebracht, so begann die Absorption merklich bei 584 (118), und es wurde ganz dunkel bei 645 (129). Bei Zusatz von Ammoniak rückte der Beginn der Absorption nach der rothen Seite bis 379 (83) vor; im Uebrigen aber war die Absorption weniger stark; was offenbar damit zusammenhängt, daſs die grüngelbe Fluorescenz der mit Ammoniak versetzten Lösung nicht so stark ist als die grüne Fluorescenz der Lösung ohne Ammoniak.

Die mit Ammoniak versetzte Lösung fluorescirt nicht in der Geiſsler'schen Wasserstoffröhre, schön gelbgrün in der Stickstoffröhre.

9. Extract des Samens von Peganum Harmala.

Durch Hrn. Prof. Dr. Flückiger in Bern habe ich erfahren, daſs der alkoholische Extract des Samens von Peganum Harmala schön fluorescire. Die Untersuchung dieser Substanz hat ergeben, daſs auch diese Fluorescenz vollkommen gleich ist der von Phtalsäureamid; bei Zusatz von Ammoniak verschwindet auch hier einfach die Fluorescenz bis auf einen kleinen Rest, ohne daſs wie bei Extract von Stechapfelsamen eine neue grüngelbe Fluorescenz auftritt. Eine verschiedene blaue Fluorescenz des ätherischen Auszuges konnte ich auch hier ebenso wenig als mit den Stechapfelsamen erhalten.

Wenn wir die Resultate der Fluorescenzerscheinung bei Phtalsäureamid, Extract von Stechapfelsamen und Extract des Samens von Peganum Harmala zusammenhalten, so kommen wir zu dem Schlusse, daſs diesen drei Körpern

eine grün fluorescirende Substanz gemeinschaftlich angehört, daſs aber die Stechapfelsamen auſserdem noch eine Substanz enthalten, welche bei Zusatz von Ammoniak grüngelb fluorescirt. Weitere Schlüsse muſs ich den Chemikern überlassen.

Brewster[1]) giebt an, daſs eine alkoholische Lösung von schwefelsaurem Strychnin grün fluorescire, nachdem sie einige Tage gestanden habe. Ich habe diese Beobachtung nicht bestätigen können; auch war es mir nicht möglich durch Einwirkung von oxydirenden Substanzen, Säuren oder Basen auf diese Lösung einen fluorescirenden Körper zu erzeugen. Auch Seelhorst[2]) fand die Lösung von schwefelsaurem Strychnin nicht fluorescirend.

10. Amid der Terephtalsäure.

Das Amid der Terephtalsäure habe ich zugleich mit dem schon besprochenen Amid der Phtalsäure von Hrn. Hugo Müller in London erhalten; auch über diese Substanz hat Stokes schon vor mir Untersuchungen angestellt, die er die Gefälligkeit hatte, mir mitzutheilen.

Auch hier fluorescirt die alkoholische und ätherische Lösung; jedoch ist dabei kein Unterschied in den beiden Fluorescenzen bemerkbar.

Die Farbe des Fluorescenzlichtes ist bei dieser Substanz prachtvoll blau.

Wird das Spectrum auf die Flüssigkeitsoberfläche projicirt, so beobachten wir, daſs die Fluorescenz ganz schwach bei 628 (126) beginnt, sie wird deutlich bei 713 (141), erreicht das Maximum bei 862 (167), ist noch sehr deutlich bis 892 (172) und erreicht das Ende erst bei 1234 (232). Die Linien im Ultravioletten sind deutlich sichtbar bis zu *N*.

Die Untersuchung des Spectrums des Fluorescenzlichtes ergiebt folgendes:

Das Spectrum beginnt bei 96 (34), ein erstes Maximum

1) *Edinb. Trans.* Bd. XVI, *p.* 115.
2) Pogg. Ann. Bd. CXXXVII, S. 169.

liegt bei 172 (47). Bei 213 (55) nimmt die Stärke schnell um ein Merkliches ab, steigt aber bald wieder an zu dem zweiten hellen Maximum, das bei 412 (88) liegt; das deutliche Spectrum hört auf bei 744 (146), ganz schwaches Licht geht noch bis 764 (150).

In der Geifsler'schen Stickstoffröhre erhalten wir eine prachtvolle blaue Fluorescenz; das Spectrum derselben hat weniger rothe und gelbe Strahlen und zeigt das Maximum etwas mehr nach der violetten Seite gerückt im Vergleich mit dem durch Sonnenlicht erregten Fluorescenzlicht; wir erhalten nämlich für den Anfang 169 (47), für das Maximum 489 (102) und für das Ende 682 (135). Das frühere Aufhören nach der violetten Seite erklärt sich wohl aus der überhaupt geringen Lichtstärke.

Das feste Therephtalsäureamid zeigt auch Fluorescenz, wenn auch schon nicht so stark als das Phtalsäureamid.

11. Schwefelsaures Chinin.

Die Fluorescenz der Lösung des schwefelsauren Chinins ist zuerst von John Herschel unter dem Namen der epipolischen Dispersion studirt worden. Stokes hat auch auf diese Substanz besondere Aufmerksamkeit verwendet und noch vor kurzer Zeit [1]) interessante Mittheilungen gemacht über die Einwirkung verschiedener Säuren auf die Fluorescenz der Chininlösungen. Pierre hat auf einen Unterschied der Fluorescenz des einfach schwefelsauren und sauren schwefelsauren Salzes aufmerksam gemacht.

Meine Untersuchungen beziehen sich auf eine wässrige Lösung von schwefelsaurem Chinin, der einige Tropfen Salpetersäure zugesetzt waren.

Die Farbe des Fluorescenzlichtes ist bekanntlich schön blau mit einer Nuance nach Grün hin.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche projicirt, so sieht man, dafs die Fluorescenz bei 529 (109) beginnt,

1) Stokes. *On a certain reaction of quinine.* *Journ. of Chem. Soc.* (2). *Tome VII, pag.* 174.

das Maximum in der Gegend von H_1 und das Ende bei 1150 (218) erreicht.

Mit dieser Fluorescenzerscheinung stimmt der Umstand, daſs die blauen und violetten Strahlen in sehr hohem Grade absorbirt werden.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt zwei durch ein sehr schwach ausgeprägtes Minimum getrennte Maxima. Es beginnt schwach bei 88 (32), das erste Maximum liegt bei 262 (63), das sehr schwach ausgesprochene Minimum liegt bei 384 (84), das zweite Maximum bei 485 (101) und das Ende liegt bei 711 (140). Die Maxima und das Minimum treten nur sehr schwach hervor, indem von 182 (49) bis 567 (115) die Helligkeit sich ziemlich gleich bleibt.

Wenn das erregende Licht durch eine Lösung von Kupferoxydammoniak (No. 11) geht, so bleibt das allgemeine Aussehen des Spectrums gleich, nur sind die weniger brechbaren Strahlen in geringerem Grade vertreten, was bewirkt, daſs der Beginn der Fluorescenz und die beiden Maxima etwas nach der violetten Seite verschoben sind. Das Spectrum beginnt dann bei 116 (37), hat das erste Maximum bei 303 (70), das Minimum bei 447 (94), das zweite Maximum bei 547 (112) und hört auf bei 629 (126). Das frühere Aufhören hängt auch hier offenbar nur von der geringeren Lichtstärke ab.

In der Geiſsler'schen Wasserstoffröhre ist die Fluorescenz kaum merklich; brillant bekanntlich in der Stickstoffröhre.

Das *feste* schwefelsaure Chinin fluorescirt nur sehr unbedeutend.

12. Aesculin.

Die schöne blaue Schillerfarbe, welche der wässerige Auszug der Rinde der Roſskastanie zeigt, ist so auffallend, daſs man wohl annehmen muſs, sie sey schon seit langer Zeit bekannt gewesen[1]). Wie zufällige Umstände das Beobachten derselben hervorrufen können, hatte ich selbst Ge-

1) Pogg. Ann. CXXXI. S. 658.

legenheit zu sehen. Im Jahre 1869 warf der Wind einen grofsen Rofskastanienbaum (*Aesculus Hippocastanum*) auf dem Münsterplatz in Basel um. Es verging nicht lange, so verfiel die Schuljugend von selbst darauf, Stücke der Rinde in den nächstgelegenen Brunnentrog zu werfen, um sich an der schönen blauen Farbe zu ergötzen.

Wissenschaftlich wurde das eigenthümliche optische Verhalten des Rofskastanienrindenauszugs zuerst von J. Herschel auf Graham's Veranlassung untersucht. Später haben sich besonders Brewster, Stokes und Pierre mit dem Studium dieser Substanz abgegeben.

Das Aesculin, das zu meinen Untersuchungen diente, hatte ich käuflich von Nöllner in Darmstadt erhalten.

Die Fluorescenzfarbe der wässrigen und alkoholischen Lösung ist schön blau, ähnlich der des schwefelsauren Chinins, dessen Farbe nur ein bischen mehr ins Grüne spielt; die Fluorescenzfarbe des Amides der Terephtalsäure ist gegen Aesculin gehalten violett.

Wird das Spectrum auf die Flüssigkeit projicirt, so beginnt die Fluorescenz vor G bei 571 (116), sie wird deutlich gleich nach G. Die stärkste Fluorescenz geht von 701 (139) bis gegen H, im Ultraviolett ist die Fluorescenz noch stark und hört erst bei 1260 (237) auf. Die Linien H sowie auch die Linien im Ultraviolett bis in die Mitte zwischen N und O sind sehr deutlich sichtbar.

Dieser Fluorescenzerscheinung entsprechend werden die blauen und violetten Strahlen des Spectrums absorbirt.

Die Spectraluntersuchung des Fluorescenzlichtes ergiebt folgendes Resultat:

Das Spectrum beginnt bei 104 (35), ein erstes Maximum liegt bei 329 (74), ein sehr wenig ausgeprägtes Mimum bei 416 (89), ein zweites Maximum liegt bei 555 (113) und das Ende des Spectrums bei 678 (135). Der Umstand, dafs die beiden Maxima etwas mehr gegen das Violett liegen als beim schwefelsauren Chinin erklärt das vollere Blau der Aesculinlösung.

In der Geifsler'schen Stickstoffröhre ist die Fluorescenz sehr schön.

Festes Aesculin giebt eine ganz schwache Fluorescenz, die vielleicht der vorhandenen Feuchtigkeit zugeschrieben werden kann; bei Benetzung tritt die Fluorescenz augenblicklich sehr stark auf.

13. Fraxin.

Salm-Horstmar[1]) hat zuerst gezeigt, dafs der Auszug aus der Rinde der gewöhnlichen Esche (*Fraxinus excelsior*) grün fluorescirt. Das Paviin, welches Stokes[2]) in dem Aufgufs der Rinde der rothen Rofskastanie (*Aesculus Pavia*) als vorwiegenden Bestandtheil, in der gemeinen Rofskastanie (*Aesculus Hippocastanum*) nur in geringerer Menge das Aesculin begleitend gefunden hat, ist nach Stokes selbst das gleiche wie der mit Fraxin bezeichnete Stoff. Rochleder[3]) wies durch chemische Analyse die Identität des Fraxins und Paviins nach.

Das Fraxin, das ich untersuchte, verdankte ich der Gefälligkeit des Hrn. Dr. H. Geifsler in Bonn.

Die wässrige Lösung des Fraxins fluorescirt mit blaugrüner Farbe; neben Aesculin gehalten erscheint die Farbe geradezu grün.

Im Spectrum beginnt die Fluorescenz schwach, so ziemlich an der gleichen Stelle wie beim Aesculin, doch wird die Fluorescenz schon früher d. h. etwas vor *G* deutlich, was man besonders daran erkennt, dafs auf der Fraxinlösung die Linie *G* viel schärfer und deutlicher zu sehen ist als auf der Aesculinlösung. Das Maximum liegt ganz wenig vor H_1, auch im Ultravioletten ist die Fluorescenz noch sehr deutlich und erstreckt sich bis 1250 (235).

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes beginnt schwach bei 83 (32), deutlich bei 104 (35). Das erste Maximum liegt bei 310 (71), ein sehr schwach ausgeprägtes Minimum

1) Pogg. Ann. XCVII. S. 637 und 644, C. S. 607, CI. S. 400.
2) *Quat. J. of Chem. Soc. XI, pag. 17*, Pogg. Ann. CXIV. S. 646.
3) Wiener Berichte, XL. S. 37.

bei 395 (85). Das zweite Maximum ist hier verhältnifsmäfsig schwächer als beim Aesculin und liegt bei 524 (108). Das deutliche Ende des Spectrums liegt bei 617 (124), ganz schwaches Licht geht noch bis 637 (128).

In der Geifsler'schen Stickstoffröhre haben wir eine sehr schöne Fluorescenz.

Das *feste* Fraxin zeigt wie das Aesculin eine Spur von Fluorescenz; beim Benetzen tritt jedoch dieselbe gleich sehr deutlich hervor.

14. Aufgufs des Griesholzes.

Der Aufgufs des Griesholzes (*lignum nephriticum*) ist wohl der Körper, an welchem zuerst die Fluorescenzerscheinung näher studirt wurde. Fr. Burckhardt[1]) hat gezeigt, dafs die ersten Beobachtungen des interessanten optischen Verhaltens dieses Körpers bis in die Mitte des XVI. Jahrhunderts zurückgehen. Da das nephritische Holz als *obsolet* aus dem Droguenhandel verschwunden ist, so sind die Versuche damit in neuer Zeit nicht wiederholt worden; J. Herschel berichtet im Jahre 1845 von einem Experiment mit diesem Holze, das er etwa 20 Jahre früher angestellt hat, aber aus Mangel der Substanz zu der Zeit nicht wiederholen konnte, als er mit schwefelsaurem Chinin und Aesculin experimentirte.

Durch die Gefälligkeit des Hrn. Professor Oberlin in Strafsburg bin ich in den Besitz älterer Stücke des erwähnten Holzes gelangt. Ein wässriger Auszug desselben zeigte eine zwar deutliche, aber doch lange nicht so auffallende Fluorescenz als nach der Beschreibung zu erwarten war. Es rührt diefs wohl daher, dafs mit der Zeit der gröfste Theil des Glycosides sich zersetzt hatte. So weit bis jetzt meine Versuche über die Fluorescenz des wässrigen Auszuges von *lignum nephriticum* reichen, scheint dieselbe am meisten Aehnlichkeit mit der des Fraxins zu haben. Ich werde versuchen, durch wiederholtes Auslaugen eine stärker fluorescirende Lösung zu erhalten, um

1) Pogg. Ann. CXXXIII. S. 175 und 680.

noch genauer zu bestimmen, wie sich dieser für die Geschichte der Optik der verflossenen Jahrhunderte so wichtige Körper zu den in neuerer Zeit untersuchten Substanzen verhält.

15. Quassiatinctur.

Alkoholische Quassiatinctur giebt Pierre als ein Beispiel zusammengesetzter Fluorescenz an; ich habe deshalb auch mit diesem Körper einige Versuche angestellt. Ich nahm dazu die gewöhnliche Quassiatinctur, wie sie in den Apotheken verkauft wird.

Die Farbe der Fluorescenz ist schön blau.

Im Spectrum bemerkt man zwei Maxima der Lichtstärke; auch ist die Fluorescenzfarbe nicht überall gleich. Die Fluorescenz beginnt schwach bei E mit gelblicher Nuance; die Lichtstärke nimmt langsam zu und geht in's Grüne über; ein erstes sehr deutliches grünes Maximum liegt vor G bei 573 (116). Die Fluorescenz nimmt dann wieder etwas ab, und ein Minimum, wenn auch nicht sehr deutlich ausgesprochen, liegt in der Gegend von G. Nach G wird die Fluorescenz schön blau mit einem Maximum vor H_1 etwa bei 781 (153). Die Fluorescenz erstreckt sich noch stark in's Ultraviolette, wo man deutlich die Fraunhofer'schen Linien sieht.

Im Absorptionsspectrum ist kein besonderer Absorptionsstreif zu erkennen, sondern die Absorption erstreckt sich auf den ganzen violetten Theil des Spectrums, was wohl daher rührt, daſs das Maximum in der Gegend von G nicht deutlich ausgesprochen ist.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes beginnt bei 94 (34), das Maximum liegt bei 491 (102) und das Ende bei 687 (136).

Da die Fluorescenz der mir zu Gebote stehenden Tinctur nicht sehr stark war, so ist diesen Zahlen kein besonderes Gewicht beizulegen; weitere Untersuchungen können sie leicht etwas modificiren.

16. Sandelholzextract.

Der Gefälligkeit des Hrn. Gysin, Chemiker bei J. R. Geigy u. Co. in Basel, verdanke ich eine schön blau fluorescirende Flüssigkeit, die dargestellt wurde durch Kochen von 100 Gramm Sandelholz und 10 Gramm Soda in einem Liter Wasser.

Im Sonnenlicht fluorescirt diese Lösung mit einem prachtvollen Blau, das neben fluorescirendes Aesculin gehalten blaugrün erscheint; auch schwefelsaures Chinin giebt eine noch mehr blaue Nuance, während die des Fraxin mehr nach Seite des Grün hin geht.

Wird das Spectrum auf die Flüssigkeit projicirt, so beginnt die Fluorescenz schwach bei 458 (96), deutlich bei 486 (101); das Maximum der Fluorescenz liegt etwa bei 591 (120), doch bleibt die Fluorescenz noch sehr deutlich bis zu den Linien *H*, welche beide sehr schön zu sehen sind. Im Ultravioletten geht die Fluorescenz bis 1161 (220).

Das Verhalten bei der Absorption entspricht der beschriebenen Fluorescenzerscheinung; dieselbe erstreckt sich nämlich auf die brechbare Seite des Spectrums; bei Verdünnung geht die Gränze von hell und dunkel nach dem Violett hin zurück, ohne daſs ein besonderer Absorptionsstreif zu bemerken ist.

Das Fluorescenzspectrum hat zwei durch ein ganz schwach ausgeprägtes Minimum getrennte Maxima. Es beginnt bei 83 (32), wird deutlich bei 104 (35), hat das erste Maximum bei 331 (75), das ganz schwach ausgeprägte Minimum bei 412 (88), das zweite Maximum bei 475 (99); das Ende des deutlichen Spectrums liegt bei 535 (110), ganz schwaches Licht geht noch bis 555 (113).

In der Geiſsler'schen Stickstoffröhre haben wir eine grüne nicht sehr starke Fluorescenz.

17. Lackmus.

Die alkoholische und aetherische Lackmuslösung wurde zuerst von Stokes auf Fluorescenz untersucht; auch Pierre hat einige Untersuchungen damit angestellt.

Da sich alkoholische, aetherische und wässrige Lösung sowohl in Bezug auf Fluorescenz als Absorption verschieden verhalten, so gebe ich die Beschreibung des Verhaltens dieser drei Lösungen gesondert.

Alkoholische Lösung.

Die Farbe des Fluorescenzlichtes ist ein schmutziges Gelb, das etwas in's Grün geht; verglichen mit der Fluorescenzfarbe des Naphtalinrothes ist sie entschieden gelbgrün zu nennen.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche der Flüssigkeit projicirt, so zeigt sich Folgendes:

Die Fluorescenz beginnt vor *D* etwa bei 153 (44) und zwar mit orangegelbem Licht; das erste und zugleich stärkste Maximum liegt bei *D*, eher um eine Spur mehr gegen *E*. In der Mitte zwischen *D* und *E*, also etwa bei 248 (61), liegt ein relatives Minimum. In der Gegend von *E* geht ziemlich plötzlich die Fluorescenzfarbe vom Gelbrothen in's Grün über und erreicht etwa bei 345 (77) ein grünes Maximum, das auch stark leuchtet. Die Fluorescenz nimmt nun wieder ab, und bald nach *F* geht die Farbe mehr in ein schmutziges Grün über. Von *G* an nimmt die Fluorescenz wieder etwas zu, und vor H_1 liegt ein schwaches drittes Maximum. Im Ultravioletten ist die Fluorescenz bis 1260 (237) bemerkbar.

Dieser Fluorescenzerscheinung entspricht genau folgendes Verhalten bei der Absorption:

Wurde eine etwas dicke Schicht Flüssigkeit vor die Spalte des Spectralapparates gebracht, so sah man deutlich zwei dunkle Absorptionsstreifen. Der erste zugleich stärkste begann bei 137 (41), war sehr stark von 159 (45) bis 241 (59) und dann schwächer bis 303 (70). Der zweite Streif begann bei 325 (74), ging ziemlich stark bis

387 (84) und dann noch schwächer bis gegen *F*. Es blieb dann ganz hell bis *G*, wo die Absorption sich wieder merklich zu machen begann; ganz dunkel ward es von 752 (148) an. — Bei einer dünneren Schicht der Lösung waren die Streifen schwächer; der erste begann bei 168 (46), war stark von 176 (48) bis 204 (53) und halbdunkel bis 241 (59). Der zweite Streif begann bei 325 (74) war ziemlich stark bis 362 (80) und ging mit abnehmender Stärke bis gegen *F*.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt zwei durch ein sehr starkes Minimum getrennte Theile; einen gelben und einen grünen Theil. Es beginnt bei 88 (32), nimmt nach und nach an Stärke zu, hat das erste Maximum bei 172 (47). Die Lichtstärke nimmt nun ziemlich schnell ab, und das Minimum liegt bei 217 (55). Von da an nimmt die Lichtstärke wieder langsam zu bis zum zweiten auch sehr deutlich ausgeprägten Maximum, das bei 323 (73) liegt. Das Spectrum hört deutlich auf bei 347 (77) und geht noch ganz schwach bis 355 (79).

Sieht man durch ein Spectroskop *à vision directe* nach der Flüssigkeitsoberfläche, während das Spectrum darauf projicirt ist, so sieht man sehr deutlich, wie schon das grüne Fluorescenzlicht aus zwei Theilen besteht, einem grünen und einem gelben, und wie der grüne Theil erst da verschwindet, wo das Stokes'sche Gesetz sein Auftreten nicht mehr gestattet. Der gelbe Theil tritt natürlich um so stärker hervor, je näher die Spalte über das gelbe Maximum zu stehen kommt.

In der Geifsler'schen Stickstoffröhre erhält man eine schwach bläulich grüne Fluorescenz, welche im Spectralapparat die beiden Theile erkennen läfst, in der Wasserstoffröhre erhält man eine noch schwächere grünliche Fluorescenz.

Geht das erregende Licht durch blaues Glas (No. 8), so ist das Fluorescenzlicht grünlich; die Spectraluntersuchung dieses Lichtes giebt auch beide Theile, den gelben jedoch bedeutend schwächer als bei der directen Erregung.

Ammoniak zerstört die Fluorescenz nicht. Schwefelsäure oder Salzsäure zerstören die Fluorescenz, und auf Zusatz von Ammoniak kommt sie wieder zum Vorschein.

Wässrige Lösung (alkalisch).

Die wässrige Lackmuslösung zeigt eine bedeutend geringere Fluorescenz als die alkoholische.

Die Farbe des Fluorescenzlichtes ist gelb und geht etwas weniger in's Grün als bei der alkoholischen Lösung.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche projicirt, so sieht man die gleichen Maxima der Fluorescenz wie bei der alkoholischen Lösung, nur ist die grüne Fluorescenz etwas schwächer.

Die wässrige Lösung zeigt eine bedeutend stärkere Absorption als die alkoholische Lösung, was, da die Fluorescenz zugleich geringer ist, wohl daher rührt, dafs in der wässrigen Lösung aufser dem fluorescirenden Körper noch ein anderer nicht fluorescirender aber dennoch stark absorbirender Körper enthalten ist.

Es ergiebt sich dies noch deutlicher aus dem Absorptionsspectrum, das seiner Zeit schon Gladstone [1]) beschrieben hat, und das ich bei verschiedenen Dicken untersucht habe. Auf der violetten Seite ist die Absorption wie bei der alkoholischen Lösung, und es entspricht dieselbe dem dritten Maximum der Fluorescenz. Von den beiden Absorptionsstreifen, welche dem ersten und zweiten Maximum der Fluorescenz entsprechen, ist bei der wässrigen Lösung der erste gar nicht zu erkennen, da er überdeckt wird von einem sehr starken breiten Streif, welcher nur der wässrigen Lösung eigen ist, und dem keine Fluorescenz entspricht; es geht derselbe bei einer starken Lösung von 100 (35) bis 325 (74); der dem zweiten Maximum entsprechende Absorptionsstreif schliefst sich dann unmittelbar als ein Halbdunkel daran an, das bis gegen *F* geht. Verdünnt man die Lösung, so wird der erwähnte breite

1) Gladstone. *On the use of the prism in qualitative analysis. Quat. Journ. of Chem. Soc. X., pag.* 79.

Streif schmäler und wird, wie diefs schon Gladstone bemerkt hat, durch eine helle Stelle in zwei getrennt; er geht dann von 121 (38) bis 235 (58), und die helle Stelle hat ihre Mitte bei 176 (48).

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes ist ganz ähnlich dem der alkoholischen Lösung; nur ist hier der grüne Theil merklich schwächer.

Aetherische Lösung.

Die ätherische Lösung zeigt ebenfalls nur geringe Fluorescenz.

Im Sonnenlicht ist die Fluorescenzfarbe orange.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche geworfen oder die Flüssigkeit im Kasten untersucht, so kann man sich überzeugen, dafs hier nur eine in's Rothe spielende gelbe Fluorescenz stattfindet mit *einem* Maximum. Sie beginnt mit einer mehr gelbrothen Farbe gleich nach der Mitte zwischen *C* und *D*; das Maximum liegt etwas nach *D*. Von *F* an ist die Fluorescenz mehr rein gelb und ist schwach bis ins Ultraviolette hinein.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes enthält den ersten gelbrothen Theil sehr stark; der zweite grüne Theil ist kaum merklich.

Vergleichen wir das Verhalten der alkoholischen, wässrigen und ätherischen Lösung, so läfst sich mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit schliefsen, dafs Lackmus drei Farbstoffe enthält, die wir mit α, β und γ bezeichnen wollen.

α fluorescirt nicht, absorbirt stark die Strahlen von 121 (38) bis 235 (58) und färbt deshalb intensiv blauviolett, ist in Wasser nicht, aber in Alkohol oder Aether löslich, bewirkt die starke Färbung der wässrigen Lösung und wird durch Säure in einen rothen Farbstoff verwandelt.

β fluorescirt gelb, absorbirt hauptsächlich die Strahlen von 159 (45) bis 241 (59), ist in Wasser, Weingeist und Aether löslich; Säure hebt die Fluorescenz auf.

γ fluorescirt grün, absorbirt hauptsächlich die Strahlen von 325 (74) bis 387 (84), ist leicht löslich in Alkohol,

weniger in Wasser und fast gar nicht in Aether; Säure hebt auch diese Fluorescenz auf.

18. Curcumatinctur.

Die Curcumatinctur ist von Stokes als eine stark fluorescirende Substanz erkannt und näher untersucht worden.

Ein weingeistiger Auszug der Curcumawurzel zeigt in directem Sonnenlicht eine sehr schöne gelbgrüne Fluorescenz, die noch mehr in's Grün geht als die Fluorescenzfarbe der mit Ammoniak versetzten Stechapfelsamentinctur.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche der Flüssigkeit projicirt, so sieht man die Fluorescenz schwach beginnen bei 295 (69) und zwar mit einer gelbrothen Nuance; die Fluorescenz wird deutlich etwa bei 345 (77), bald nach *F*, etwa bei 449 (95) mag das Maximum liegen, das aber nicht scharf ausgeprägt ist; an dieser Stelle ist die Farbe gelb; nun nimmt die Stärke der Fluorescenz ganz langsam ab, und die Farbennuance geht von gelb immer mehr in's gelbgrüne. Die Fluorescenz bleibt ziemlich stark bis etwa zu 877 (170), ist noch deutlich zu sehen bis 1109 (210) und schwach bis 1250 (235).

Dieser Fluorescenzerscheinung entspricht das Verhalten bei der Absorption, indem der brechbarere Theil des Spectrums absorbirt wird. Die Gränze, wo das Dunkel anfängt, liegt bei concentrirter Lösung bei 345 (77), d. h. da wo die Fluorescenz deutlich wird. Bei stärkerer Verdünnung rückt diese Gränze nach der violetten Seite weiter zurück, ohne daſs ein besonderer Absorptionsstreif auftritt.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt zwei durch ein sehr schwach ausgeprägtes Minimum getrennte Maxima.

Das Spectrum beginnt schwach bei 88 (32), deutlich bei 109 (36). Ein erstes schwächeres Maximum liegt bei 151 (44), darauf folgt ein nur sehr schwach ausgeprägtes Minimum bei 213 (55). Das zweite stärkere Maximum liegt bei 293 (68); das Spectrum geht dann deutlich bis 387 (84), schwaches Licht geht noch bis zu 441 (93).

In der Geifsler'schen Stickstoffröhre zeigt diese Lösung eine schöne gelbgrüne Fluorescenz.

Der Curcumafarbstoff im *festen* Zustande zeigt die gleiche Fluorescenz wie die weingeistige Lösung; es zeigt sich diefs bei der Untersuchung von Curcumapapier, von mit Curcuma gefärbten Thonplatten und von Curcumapulver.

19. Malzzucker.

Der gewöhnliche käufliche Malzzucker zeigt sowohl im festen Zustande als in wässriger Lösung eine starke schmutzig gelbgrüne Fluorescenz.

Die Untersuchung im Spectrum zeigt, dafs die Fluorescenz mit einer gelben Nuance schwach beginnt in der Gegend von 291 (68); dieselbe nimmt langsam zu, und die Farbennuance wird mehr gelbgrün; in der Gegend von *F* wird die Fluorescenz sehr deutlich, und das Maximum mag etwa bei 743 (146) liegen. Die Farbennuance wird dann in der Gegend der Linien mehr grün und im Ultravioletten mehr blaugrün. Vom Maximum nimmt die Stärke der Fluorescenz nach und nach ab und erstreckt sich im Ultravioletten etwa bis zu 1180 (223).

Die starke Absorption des brechbaren Theiles des Spectrums entspricht der beschriebenen Fluorescenzerscheinung.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt nur *ein* Maximum. Das Spectrum beginnt schwach bei 71 (29), deutlich bei 92 (33), das Maximum liegt bei 262 (63); von 412 (88) an ist das Licht nur noch schwach, doch immer noch deutlich bis 576 (117) und ganz schwach bis zu 596 (120).

20. Sandarak.

Stokes hat auf die Fluorescenz der Harze überhaupt aufmerksam gemacht.

Gewöhnlicher Weingeistfirnifs, der aus einer Auflösung von Sandarak in Weingeist besteht, zeigt eine sehr deutliche gelbgrüne Fluorescenz, die im Vergleich mit dem

Fluorescenzlicht der mit Ammoniak versetzten Stechapfelsamentinctur immer noch gelb erscheint.

Wenn das Spectrum auf die Oberfläche der Flüssigkeit geworfen wird, so erhält man eine Erscheinung, die viel Aehnlichkeit mit der oben beschriebenen der Thiomelansäure hat; nur sind die Farbenunterschiede nicht so deutlich ausgesprochen.

Die Fluorescenz beginnt schwach mit röthlicher Farbe bei *C*; bei *D* wird die Fluorescenz sehr merklich und die Farbennuance ist orange; das Maximum liegt in der Gegend von *F*, wo die Farbennuance gelb ist. Die Fluorescenz nimmt nun nach und nach ab, in der Gegend von *G* ist die Farbennuance grünlich und in der Gegend der Linien *H* bläulich. Bis etwa zu 879 (170) bleibt die Fluorescenz sehr merklich, schwach ist sie zu verfolgen bis 1144 (217).

Das Verhalten der Flüssigkeit in Betreff der Absorption entspricht der beschriebenen Fluorescenzerscheinung. Bei Anwendung einer dicken Schicht ist die Absorption schon bei 157 (45) merklich und von 180 (49) an ist Alles dunkel. Wird die Schicht dünner, so tritt die Gränze immer weiter gegen das Violett zurück.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes hat nur *ein* Maximum.

Es beginnt schwach schon bei 47 (25) und wird deutlich bei 88 (32); das Maximum liegt etwa bei 293 (68), doch ist es nicht bestimmt anzugeben, da über eine ziemliche Strecke die Lichtstärke sich nur wenig ändert; das Licht geht deutlich bis etwa zu 446 (94) und ist schwach sichtbar bis 660 (132).

Geht das erregende Licht durch ein rothes Glas (No. 1), so ist die Fluorescenzfarbe roth und geht im Spectrum nur von 67 (29) bis 163 (46).

Geht das erregende Licht durch ein gelbes Glas (No. 9), so ist die Fluorescenz gelb.

Bei Anwendung eines grünen Glases (No. 8) ist das Fluorescenzlicht auch gelb, es geht dann das Spectrum

von 67 (29) bis 362 (80), das Maximum liegt dann bei 251 (61).

Geht das erregende Licht durch blaues Cobaltglas (No. 3), so ist die Farbe des Fluorescenzlichtes schön grün.

Geht endlich das erregende Licht durch ein violettes Glas (No. 5), so ist das Fluorescenzlicht schön hellblau.

Sandarak fluorescirt auch im festen Zustande, wie dies auch bei anderen Harzen z. B. Copal der Fall ist.

(Fortsetzung im nächsten Heft.)

IV. *Ueber das Wärmeleitungsvermögen von Eisen und Neusilber; von Heinrich Weber in Braunschweig.*

Eine Bestimmung des Wärmeleitungsvermögens verschiedener Metalle ist, wenn man die älteren und unzureichenden Versuche von Péclet abrechnet, erst in neuerer Zeit namentlich durch F. Neumann, Ångström und Forbes ausgeführt worden. Die von ihnen gefundenen Werthe zeigen unter einander nicht unbeträchtliche Abweichungen, welche nicht *allein* auf die Verschiedenheit der angewandten Metallsorten zurückgeführt werden können. Es scheint vielmehr, dafs diese Abweichungen zum grofsen Theil darauf zurückzuführen sind, dafs die Erscheinungen, aus deren Beobachtung das Wärmeleitungsvermögen hergeleitet worden ist, von sehr verwickelter Art waren, woraus grofse Schwierigkeiten erwuchsen. Es kann aufserdem noch geltend gemacht werden, dafs die zur Berechnung der Beobachtungen benutzte Theorie streng genommen eine nur approximative Geltung habe. In der That nimmt weder die von Fourier noch die von Poisson aufgestellte

Theorie auf die zur Ausdehnung verbrauchte Wärme und auf die Aenderungen der specifischen Wärme und der Dichtigkeit mit der Temperatur Rücksicht. Auch ist die der ganzen Fourier'schen Theorie zu Grunde liegende Annahme in Zweifel gezogen worden, daſs nämlich die durch eine im stationären Zustand befindliche Platte in der Zeiteinheit hindurchgehende Wärmemenge *blos der Temperaturdifferenz* der Gränzflächen proportional sey; wahrscheinlich ist diese Wärmemenge auſserdem noch von der *absoluten Temperatur* der Platte abhängig. Fast noch gröſsere Bedenken können endlich gegen die Anwendung des Newton'schen Abkühlungsgesetzes erhoben werden. Indessen die aus genau ausgeführten Beobachtungen abgeleiteten Resultate dürften doch immer eine für viele wichtige Zwecke genügende approximative Geltung besitzen, insbesondere für viele mit der mechanischen Wärmetheorie in nächstem Zusammenhange stehende Aufgaben. Denn nur einen nähern Einblick in die betreffenden Wärmeerscheinungen zu erhalten, sind solche approximative Resultate oft ganz unentbehrlich.

Bei Bestimmung des Wärmeleitungsvermögens ist daher die Aufmerksamkeit vorzüglich auf die *Einfachheit der Erscheinungen* zu richten, aus deren Beobachtung dasselbe hergeleitet werden soll. Diese Einfachheit scheint aber durch eine Methode, welche F. Neumann in seinen Vorlesungen gegeben hat, in weit höherem Grade erreicht zu werden, als durch alle anderen bisher angewandten Methoden, auch noch in höherem Grade als durch die von Ångström gebrauchte, in Pogg. Ann. Bd. 114, S. 513 beschriebene Methode, zu welcher die Neumann'sche in nächster Beziehung steht.

Die folgenden nach dieser Methode mit möglichster Sorgfalt ausgeführten Beobachtungen zu einer genauen Bestimmung sowohl des *inneren als auch des äuſseren Leitungsvermögens von Eisen und Neusilber* haben den ihr hier zugeschriebenen Vorzug vollkommen bestätigt.

Bestimmung des Wärmeleitungsvermögens nach der Neumann'schen Methode.

Ångström bediente sich bei seinen Versuchen eines Stabes von überall gleichem Querschnitte und von einer solchen Länge, dafs sich die Temperatur des einen Ende nicht merklich änderte, wenn das andere Ende verschieden hohen Temperaturen ausgesetzt wurde. Das eine Ende wurde nun in gleichen Zeitintervallen abwechselnd auf zwei verschieden hohe Temperaturen gebracht und dadurch ein periodischer Temperaturzustand in dem Stabe hervorgerufen, aus dessen Beobachtung sich schliefslich der Werth des inneren Leitungsvermögens ergab. Um den mathematischen Ausdruck für jenen periodischen Temperaturzustand des Stabes abzuleiten, verfuhr Ångström so, dafs er den Temperaturzustand des abwechselnd erwärmten und abgekühlten Endes mit Hülfe einer Sinusreihe als Function der Zeit darstellte. Bezeichnen wir dieselbe mit $\varphi(t)$, mit u_0 und u_1 die Temperaturen, welche die Endfläche abwechselnd annimmt, mit T das Zeitintervall, nach welchem ein jedesmaliger Wechsel eintritt, so ist

$$\varphi(t) = \frac{u_0 + u_1}{2} + \frac{u_0 - u_1}{2} \frac{4}{\pi} \left\{ \sin\frac{\pi}{T} t + \frac{1}{3} \sin\frac{3\pi}{T} t + \dots \right\}$$

Neumann hat nun gezeigt, dafs sich dieselbe Aufgabe auf eine zweite, für die Beobachtung noch günstigere Weise behandeln läfst, und dafs es zur Bestimmung der beiden Leitungsvermögen zweckmäfsiger sey, nicht blos das *eine* Ende eines als unbegränzt angesehenen Stabes, sondern *beide* Enden eines Stabes von endlicher Länge der gleichen periodischen Temperaturänderung zu unterwerfen und zwar der Art, dafs wenn die beiden Enden in der nullten Periode die Temperaturen u_0 und u_1 besitzen, sie in der nächst folgenden die Temperaturen u_1 und u_0 annehmen, in der zweiten Periode dagegen sich in demselben Zustande wie in der nullten, in der dritten wie in der ersten u. s. f. befinden. Um den Temperaturzustand zu be-

stimmen, der sich nach Verlauf einer Reihe von Perioden hierdurch für die verschiedenen Stellen des Stabes ergiebt, bestimmt man zunächst den Temperaturzustand, den der Stab bei einem beliebigen Anfangszustand annimmt, wenn seine Enden plötzlich auf die Temperaturen u_0 und u_1 gebracht werden. Hieraus ergiebt sich der Zustand des Stabes am Ende der nullten Periode. Man löst dieselbe Aufgabe für die erste Periode, in welcher die Stabenden die Temperaturen u_1 und u_0 besitzen, indem man als Anfangszustand den Zustand des Stabes am Schlusse der nullten Periode annimmt. Hieraus findet sich der Zustand des Stabes am Ende der ersten Periode, welcher den Anfangszustand der nächst folgenden Periode bildet. Fährt man auf diese Weise fort, so überzeugt man sich leicht, dafs sich die Temperaturvertheilung in dem Stabe sehr bald zwei verschiedenen Gränzzuständen nähert, die sich immer wiederholen und von denen der eine den geraden, der andere den ungeraden Perioden zukommt. Beide Gränzzustände sind von der willkürlichen Temperaturvertheilung zu Anfang der nullten Periode gänzlich unabhängig.

Im Folgenden geben wir das Resultat dieser Betrachtungen, und führen zu dem Ende folgende Bezeichnungen ein, es sey

x der Abstand eines beliebigen Punktes des Stabes, von demjenigen Ende gerechnet, welches in der nullten Periode die Temperatur u_0 besafs.

T Die Dauer einer Periode

ϑ die Zeit innerhalb der laufenden Periode; für $\vartheta = o$ beginnt die Periode, für $\vartheta = T$ schliefst dieselbe.

u_0 u. u_1 Die abwechselnden Temperaturen der Endflächen des Stabes.

$V_{2\mu}$ u. $V_{2\mu+1}$. Die Temperatur eines beliebigen Punktes zur Zeit ϑ in einer geraden und ungeraden Periode

l die Länge des Stabes

U die Temperatur der umgebenden Luft

K und H das innere und äußere Leitungsvermögen
P und Q der Umfang und der Querschnitt des Stabes
C die specifische Wärme
D die Dichtigkeit

endlich setzen wir zur Abkürzung

$$(1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad k = \frac{K}{CD}, \qquad h = \frac{HP}{QCD}.$$

Dann ist

$$(2) \begin{cases} V_{2\mu} = U + \left(\frac{u_0+u_1}{2} - U\right)(Z_0 + Z_1) - \frac{u_0 - u_1}{2}(Z_0 - Z_1) \\ \qquad - \frac{8\pi k}{l^2}(u_0 - u_1) \sum_1^\infty \frac{n}{p_n} \sin\frac{2n\pi}{l} x \frac{e^{-p_n \vartheta}}{1 + e^{-p_n T}} \\ V_{2\mu+1} = U + \left(\frac{u_0+u_1}{2} - U\right)(Z_0 + Z_1) + \frac{u_0 - u_1}{2}(Z_0 - Z_1) \\ \qquad + \frac{8\pi k}{l^2}(u_0 - u_1) \sum_1^\infty \frac{n}{p_n} \sin\frac{2n\pi}{l} x \frac{e^{-p_n \vartheta}}{1 + e^{-p_n T}} \end{cases}$$

wobei zur Abkürzung

$$Z_0 = \frac{e^{x\sqrt{\frac{h}{k}}} - e^{-x\sqrt{\frac{h}{k}}}}{e^{l\sqrt{\frac{h}{k}}} - e^{-l\sqrt{\frac{h}{k}}}} \qquad Z_1 = \frac{e^{(l-x)\sqrt{\frac{h}{k}}} - e^{(l-x)\sqrt{\frac{h}{k}}}}{-e^{l\sqrt{\frac{h}{k}}} - e^{l\sqrt{\frac{h}{k}}}}$$

$$p_n = \frac{4k\pi^2}{l^2} n^2 + h$$

gesetzt worden ist. Setzt man in dem Ausdrucke für $V_{2\mu}$ $\vartheta = T$, indem für $V_{2\mu+1}$ $\vartheta = 0$, so werden beide einander gleich. Dasselbe findet statt, wenn in dem Ausdrucke für $V_{2\mu+1}$ $\vartheta = T$, indem für $V_{2\mu}$ $\vartheta = 0$ gesetzt wird, und mithin bildet in der That der Endzustand des Stabes in der einen Periode den Anfangszustand der folgenden [1]).

Aus den obigen Ausdrücken ergiebt sich nun zunächst,

1) Man überzeugt sich hiervon leicht mit Anwendung der Reihe

$$\frac{8\pi k}{l^2} \sum_1^\infty \frac{n}{p_n} \sin\frac{2n\pi}{l} x = -(Z_0 - Z_1),$$

welche für alle Werthe von x, die zwischen 0 und l liegen, convergirt.

dafs die Temperatur in der Mitte des Stabes im Laufe jeder Periode constant bleibt und dafs sie für gerade oder ungerade Perioden denselben Werth behält. Für $x = \frac{l}{2}$ ergiebt sich nämlich aus den Gleichungen (2) für jede der beiden Perioden, wenn V_m die Temperatur der Stabmitte bezeichnet

$$V_m = U + \left(\frac{u_0 + u_1}{2} - U\right) \frac{2}{e^{\frac{1}{2}l\sqrt{\frac{h}{k}}} + e^{-\frac{1}{2}l\sqrt{\frac{h}{k}}}}$$

Beobachtet man nun V_m, und sind U, u_0 und u_1 gegeben, so läfst sich hieraus das Verhältnifs $\frac{h}{k}$ sehr leicht ableiten. Denn setzt man zur Abkürzung

$$\frac{\frac{u_0 + u_1}{2} - U}{V_m - U} = d$$

so wird

$$(3) \quad \ldots \quad \frac{h}{k} = \frac{4}{l^2}\left[\frac{\lg d + \sqrt{d^2 - 1}}{\lg e}\right]^2$$

Hiermit ist *eine* Gleichung zwischen den Gröfsen h und k gegeben, es bleibt noch übrig eine *zweite* zwischen denselben Gröfsen aufzustellen. Eine solche zweite Gleichung läfst sich auf verschiedene Weise aus den Gleichnngen (2) ableiten. Bei näherer Betrachtung ergiebt sich jedoch, dafs es bei weitem am zweckmäfsigsten ist, aus den Gleichungen (2) die Temperaturdifferenz zweier Punkte des Stabes abzuleiten, von denen der eine den Abstand $x = \frac{1}{6}l$, der andere den Abstand $x = \frac{4}{6}l$ besitzt. In diesem besonderen Falle nämlich verschwinden aus der in beiden Ausdrücken vorkommenden Reihe alle Glieder, bei denen n durch 2 und 3 theilbar ist, und sie nimmt hierdurch eine so convergente Form an, dafs schon das zweite Glied verschwindend klein wird gegen das erste, sobald die Zeit ϑ einen gewissen Werth erreicht hat. Wenn daher mit den Beobachtungen erst nach Verlauf einer gewissen Zeit ϑ, von Anfang jeder Periode an ge-

rechnet, begonnen wird, braucht nur das erste Glied jener Reihe in Rücksicht gezogen zu werden.

Bezeichnet $D_{2\mu}$ die Temperaturdifferenz in einer geraden Periode zwischen zwei Punkten, deren Abstand $x = \frac{1}{6} l$ und $x = \frac{4}{6} l$ vom Ende beträgt, und ebenso $D_{2\mu+1}$ denselben Werth in einer ungeraden Periode, so findet sich aus den Gleichungen (2)

$$(4) \quad \left\{ \begin{aligned} D_{2\mu} &= \left(\frac{u_0 + u_1}{2} - U\right)(A - B) + \frac{u_0 - u_1}{2}(A + B) \\ &\quad - \frac{8\pi k \sqrt{3}}{p l^2} \frac{u_0 - u_1}{1 + e^{-pT}} e^{-p\vartheta} \\ D_{2\mu+1} &= \left(\frac{u_0 + u_1}{2} - U\right)(A - B) - \frac{u_0 - u_1}{2}(A + B) \\ &\quad + \frac{8\pi k \sqrt{3}}{p l^2} \frac{u_0 - u_1}{1 + e^{-pT}} e^{-p\vartheta} \end{aligned} \right.$$

Hierin ist

$$(5) \quad \ldots\ldots \quad p = \frac{4\pi^2}{l^2} k + h$$

$$A = \frac{\left(e^{\frac{5}{6} l \sqrt{\frac{h}{k}}} - e^{-\frac{5}{6} l \sqrt{\frac{h}{k}}}\right) - \left(e^{\frac{2}{6} l \sqrt{\frac{h}{k}}} - e^{-\frac{2}{6} l \sqrt{\frac{h}{k}}}\right)}{e^{l \sqrt{\frac{h}{k}}} - e^{-l \sqrt{\frac{h}{k}}}}$$

$$B = -\frac{\left(e^{\frac{1}{6} l \sqrt{\frac{h}{k}}} - e^{-\frac{1}{6} l \sqrt{\frac{h}{k}}}\right) - \left(e^{\frac{4}{6} l \sqrt{\frac{h}{k}}} - e^{-\frac{4}{6} l \sqrt{\frac{h}{k}}}\right)}{e^{l \sqrt{\frac{h}{k}}} - e^{-l \sqrt{\frac{h}{k}}}}$$

Die beiden ersten Glieder in den vorstehenden Ausdrücken (4) sind constante Gröſsen. Dasselbe gilt für den Factor von $e^{-p\vartheta}$, und folglich haben die Ausdrücke von $D_{2\mu}$ und $D_{2\mu+1}$ die Form

$$(6) \quad \ldots \quad \left\{ \begin{aligned} D_{2\mu} &= M - N e^{-p\vartheta} \\ D_{2\mu+1} &= -M' + N e^{-p\vartheta} \end{aligned} \right.$$

Gelingt es daher für eine Reihe verschiedener Werthe ϑ in derselben Periode, die zu diesen Zeiten zugehörigen Temperaturdifferenzen $D_{2\mu}$ oder $D_{2\mu+1}$ zu beobachten, so erhält man hieraus eine Reihe von Gleichungen, aus denen sich M und N oder M' und N eliminiren lassen, und damit ist die Gröfse p gegeben. Nach (5) erhält man hierdurch eine zweite Gleichung zwischen h und k, welche in Verbindung mit Gleichung (3) zur Kenntnifs von h und k und damit auch zu der von H und K führt [1]).

Beschreibung des Apparates.

Um die in der Theorie gemachten Voraussetzungen streng zu erfüllen, wurde von folgenden Einrichtungen Gebrauch gemacht. Die Erwärmung und Abkühlung der Enden des Stabes wurde dadurch hervorgebracht, dafs über die Enden abwechselnd Wasserdampf von nahezu einer Atmosphäre Spannung und Wasser von bestimmter Temperatur weggeleitet wurden. Die Zuleitung von Dampf oder Wasser geschah durch die vier Hähne A, B, C, D (Fig. 1, Taf. VI). Die Hähne A und B dienten zur Zuleitung von Dampf. Jeder von ihnen besafs drei kleine Ansatzröhren α, β, γ welche den Dampf zu- und ableiteten. Von zwei Wasserkesseln, in denen sich der Dampf entwickelte, wurde derselbe durch Röhren nach den Ansatzröhren α geleitet, von wo er je nach Stellung der Dorne entweder durch die Röhre γ in die Röhren δ ein-

1) Wollte man sich nicht mit dem ersten Gliede der oben besprochenen Reihe begnügen, so könnte man noch das zweite Glied in Rücksicht ziehen. Für dasselbe ergiebt sich nämlich

$$\frac{k\pi\sqrt{3}}{l^2} \cdot \frac{u_0 - u_1}{\frac{100\pi^2}{l^2}k+h} \cdot \frac{e^{-\left[\frac{100\pi^2}{l^2}k+h\right]\vartheta}}{1+e^{-\left[\frac{100\pi^2}{l^2}k+h\right]T}},$$

welches dem oben angeführten Ausdrucke für $D_{2\mu}$ mit positiven, dem Ausdrucke $D_{2\mu+1}$ dagegen mit negativen Vorzeichen hinzuzufügen wäre. Sein Werth beträgt jedoch bei den folgenden Beobachtungen noch nicht den millionsten Theil des ersten Gliedes.

trat und durch dieselben über die Enden des Stabes *MN* geleitet wurde oder durch die Röhrenansätze β in andere Röhren überging, durch die er in die freie Luft ausströmte. Während den Beobachtungen wurden also zwei von einander unabhängige Ströme von Wasserdampf continuirlich unterhalten, und durch die beschriebene Vorrichtung konnte in jedem Augenblicke durch passende Stellung der Dorne den Enden des Stabes Dampf zugeführt werden. Fig. 2, Taf. VI zeigt die horizontalen Querschnitte der Hähne *A* und *B*. Die durchgezogene Linie *p* giebt die eine Normalstellung, die punktirte *q* dagegen die andere des Dornes an. Die Hähne *C* und *D* sind gewöhnliche einmal durchbohrte Hähne. Befinden sie sich in der einen Normalstellung, so communiciren die Röhren ε und δ, in der zweiten Normalstellung dagegen sind die Röhren ε verschlossen. Die Ansatzröhren ε standen mit der städtischen Wasserleitung in Verbindung, durch welche viele Stunden hindurch Wasser von beinah constanter Temperatur geliefert wurde. Die kleinen Behälter (Fig. 3 u. 4, Taf. VI) endlich, in welche die Enden des Stabes eingelöthet wurden, waren aus sehr dünnem Messingblech angefertigt. Im Innern der oberen Ansatzröhren *k* war ein schaufelartiges Messingblech eingelöthet, welches den Zweck hatte, das von oben eintretende Wasser der Endfläche des Stabes auszuführen. Bei den Versuchen waren die Enden *k* mit den Röhren δ, die Enden λ mit Röhren, welche Dampf oder Wasser wegführten, durch Stücken von Kautschukschläuchen in Verbindung gebracht.

Aus der oben gegebenen Theorie ergiebt sich, daſs die günstigsten Verhältnisse zur Bestimmung von *K* dann eintreten, wenn die Enden *M* und *N* des Stabes in derselben Zeit verschiedene Temperaturen besitzen, in der Weise, daſs wenn in der ersten Periode *M* erhitzt wird, *N* während derselben Periode sich abkühlt, in der folgenden Periode *M* sich abkühlt und *N* erhitzt wird u. s. f.

Um den Zufluſs des Wassers und des Dampfes einer solchen Anordnung gemäſs leicht reguliren zu können, wa-

ren die Hebel, welche die Dorne der Hähne drehten, von den Wasserhähnen C und D einerseits und den Dampfhähnen A und B andererseits durch eine Stange mit einander verbunden, so dafs durch die Bewegung der beiden Stangen die vier Dorne in ihre richtige Stellung gebracht werden konnten. Sämmtliche Hähne waren mit Hemmungen versehen und konnten sich in Folge davon nur innerhalb ihrer Normalstellungen drehen. Es ist bei dieser Einrichtung leicht zu übersehen, wie sich die vier Hähne aus der Ferne reguliren liefsen. Es brauchten nur an den Enden der Verbindungsstangen Schnuren befestigt zu werden, von denen zwei durch Gewichte gespannt wurden, wodurch die Dorne eine ihrer Normalstellungen einnahmen. Wurden die Schnuren an den andern Enden angezogen, so gingen die Dorne in ihre zweite Normalstellung über. Um den Hähnen eine feste Aufstellung geben zu können, waren je zwei A und D und C und B in Holzstücken eingelassen, wodurch jede Wärmestrahlung nach dem Stabe hin vermieden wurde.

Anstatt vier Hähne in Anwendung zu bringen, hätte man sich auch mit zwei Hähnen, sogenannten Vierweghähnen, begnügen können, wie sie Ångström bei seinen Untersuchungen angewandt hat. Allein ein solcher Hahn würde dann gleichzeitig von Dampf und Wasser durchflossen werden und es würde einerseits dadurch Dampf condensirt, andererseits die Temperatur des Wassers erhöht werden. Dieser Uebelstand ist durch die obige Einrichtung vermieden. Die Temperatur des Wassers wurde durch ein in das Wasserleitungsrohr eingefügtes Thermometer gemessen.

Um die Temperaturvertheilung in dem Stabe zu beobachten, wurden zunächst in der Mitte L desselben ein dünner Eisendraht und ein dünner Neusilberdraht, jeder von etwa zwei Fufs Länge, einander gegenüber mit Silberloth in den Stab eingelöthet. Die beiden Enden dieser Drähte waren ferner mit zwei Kupferdrähten verlöthet,

welche zu einem Galvanometer führten und bildeten mit den Kupferdrähten Spitzen in der Art, wie es Fig. 5, Taf. VI zeigt. Zwischen den Spitzen befand sich die Kugel eines empfindlichen Thermometers. Die Drähte und das Thermometer wurden durch einen passenden Halter aus Holz in dieser Lage festgehalten. Haben nun die Stabmitte und die in der umgebenden Luft befindlichen Spitzen verschiedene Temperaturen, so entsteht ein Thermostrom, dessen Intensität der Temperaturdifferenz zwischen der Temperatur der Stabmitte und den Spitzen proportional gesetzt werden darf. An den Stellen H und I in den Entfernungen $\frac{1}{6}l$ und $\frac{4}{6}l$ vom Ende des Stabes wurden ferner im Falle, dafs der Stab ein Eisenstab war, zwei Neusilberdrähte, im Falle er aus Neusilber bestand, zwei Eisendrähte mit Silberloth eingelöthet, deren Enden in der Entfernung von etwa einem halben Fufs vom Stabe mit zwei Kupferdrähten verlöthet wurden, welche zu demselben Galvanometer, wie die vorher genannten Drähte, führten. Vor dem Galvanometer befand sich ein Stöpsel-Umschalter von der Art, dafs bald die Leitung nach der Stabmitte, bald die Leitung nach den Stellen H und I mit dem Galvanometer in Verbindung gesetzt werden konnten. Jeder der in den beiden Leitungen circulirenden Thermoströme liefs sich in entgegengesetzten Richtungen durch das Galvanometer leiten, und endlich war es auch möglich, das Galvanometer in sich abzuschliefsen und damit den Ruhestand der Nadel in jedem Augenblicke zu bestimmen. Wurde die Leitung nach den Stellen H und I mit dem Galvanometer in Verbindung gesetzt, so war die Intensität des in diesem Stromkreise circulirenden Thermostromes offenbar proportional mit der Temperaturdifferenz der Stellen H und I. Der Stab und die Hähne befanden sich in einem Zimmer für sich, das Galvanometer und die beiden Dampfkessel dagegen in zwei anstofsenden Zimmern. Die Zuleitungsröhren für Dampf und Wasser waren durch die trennende Mauer geführt und dicht mit

Tuchstreifen und Hede umwickelt. Auf diese Weise wurde eine erhebliche Aenderung der Temperatur der den Stab umgebenden Luft im Laufe der Versuche vermieden.

Das Galvanometer und seine Anwendung.

Das bei den Versuchen angewandte Galvanometer war nach den Vorschriften [1]) construirt, welche zur Erreichung des Maximum der Empfindlichkeit dienen. Die Länge der Nadel betrug 100^{mm}, und der Multiplicator besafs den Widerstand $0{,}59064 . 10^{10} \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunde}}$ bei einer Temperatur von 10^0 C. Wurde das Galvanometer in sich abgeschlossen, so zeigte sich die Dämpfungskraft so grofs, dafs die Nadel bei Ablenkungen von 12^0 aus der Ruhelage schon nach zwei Schwingungen in diese zurückkehrte. Das logarithmische Decrement λ liefs sich daher aus der Abnahme der Schwingungsbogen nicht unmittelbar bestimmen, sondern mufste aus einer Reihe von Beobachtungen, bei denen verschiedene bekannte Widerstände eingeschaltet wurden, abgeleitet werden. Es fand sich für dasselbe der Werth

$$\lambda = 4{,}2458.$$

Die Schwingungsdauer bei offner Kette war 4",466.

Für alle nach den oben erwähnten Vorschriften construirte Galvanometer läfst sich nun das Drehungsmoment bestimmen, welches der Multiplicator auf die um einen Winkel φ aus der Meridianebene abgelenkte Nadel ausübt, wenn derselbe von einem Strom von der Intensität 1 durchflossen wird.

Bezeichnen wir nämlich dieses Moment, die sogenannte *Galvanometerfunction*, mit $f(\varphi)$, so läfst sich nachweisen, dafs

$$f(\varphi) = f(0) \cos\varphi \, (1 + a \sin\varphi^2 + b \sin\varphi^4 + c \sin\varphi^6 + \ldots)$$

ist, wo a, b, $c \ldots$ constante Gröfsen bedeuten. Diese Reihe convergirt um so stärker je kleiner der Winkel φ

1) Diese Annalen Bd. 137, S. 121.

ist, und bei Beobachtungen, wo φ immer klein bleibt, kann man sich mit den beiden ersten Gliedern der Reihe begnügen, so dafs man hat [1])

(7) . . . $f(\varphi) = f(0) \cos\varphi\,(1 + a \sin\varphi^2)$.

Wird das Galvanometer mit Hülfe des Stöpselumschaltens mit der Leitung nach der Stabmitte verbunden, so wird die Nadel durch den Thermostrom, dessen Intensität i seyn möge, um einen Winkel φ aus der Meridianebene abgelenkt, und für diese neue Ruhelage gilt dann die Gleichung

$$i\, f(\varphi) = Tm \sin\varphi,$$

wenn m das magnetische Moment, T die horizontale Componente des Erdmagnetismus bezeichnet. Mit Hülfe der Gleichung (7) findet sich hieraus

(8) . . . . . $i = \frac{Tm}{f(0)} \frac{\operatorname{tg}\varphi}{1 + a \sin\varphi^2}$.

Auf der andern Seite ist aber die Intensität des Thermostromes auch proportional mit der Differenz der Temperaturen der Stabmitte und den Spitzen A (Fig. 5, Taf. VI), von denen letztere die Temperatur der umgebenden Luft besitzen. Bezeichnen wir daher mit W den Widerstand des ganzen Stromkreises, mit V_m und U wie früher die Temperatur der Stabmitte und der umgebenden Luft, so ist

(9) . . . . . $i = \frac{\alpha(V_m - U)}{W}$

wo α die elektromotorische Kraft bezeichnet, die einer Temperaturdifferenz von 1° C. entspricht. Aus (8) und (9) ergiebt sich daher, wenn wir zur Abkürzung

1) Die Gröfse $f(0)$ ist das Drehungsmoment, welches der von der Stromeinheit durchflossene Multiplicator auf die in der Meridianebene befindliche Nadel ausübt. In der vorher erwähnten Abhandlung (diese Annalen Bd. 137, S. 134) ist sie mit D bezeichnet worden. Es fand sich daselbst

$$f(10) = 2{,}8884 \frac{m}{\sqrt{L}} \sqrt{\frac{W}{k}}$$

$$(10) \quad \ldots\ldots\ldots \quad R = \frac{W T m}{\alpha f(0)}$$

setzen

$$(11) \quad \ldots\ldots \quad V_m - U = R \frac{\operatorname{tg} \varphi}{1 + a \sin \varphi^2}.$$

Sind demnach die Gröfsen R und a bekannt, φ und U beobachtet, so ist damit die Temperatur der Stabmitte gegeben. Die Gröfse a war nach der von Poggendorff[1]) gegebenen Methode bestimmt worden. Da das obige, selbst construirte, Galvanometer ganz regelmäfsige Windungen besafs, und für eine gute Centrirung des Multiplicators gesorgt war, so zeigten die aus verschiedenen Drehungswinkeln des Multiplicators berechneten Werthe von a eine befriedigende Uebereinstimmung. Ein Satz solcher Beobachtungen ergab z. B. für a

	— 0,6328
	— 0,6259
	— 0,6265
	— 0,6316
	— 0,6274
Mittel	— 0,6288.

Ein zweiter Satz lieferte ähnliche Resultate. Für die folgenden Beobachtungen reicht vollständig der Werth

$$a = -0{,}63$$

aus. Die Gröfse R hängt von dem Widerstand der Kette W und damit von der Temperatur des Galvanometerdrahtes ab. Eine Aenderung dieser Temperatur hätte sich leicht nach dem bekannten Gesetze der Aenderung des Widerstandes mit der Temperatur berücksichtigen lassen.

wo L die Länge der Nadel, k den specifischen Widerstand, W den Gesammtwiderstand des Galvanometerdrahtes bezeichnet. Für das obige Galvanometer wurde aus directen Beobachtungen $f(0) = 48{,}09 . m$ gefunden, nach der mitgetheilten Formel dagegen ergiebt sich $f(0) = 47{,}41 . m$, wenn $k = 219274 \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunde}}$ gesetzt wird. Wahrscheinlich ist der der Rechnung zu Grunde liegende Werth von k etwas zu grofs.

1) Diese Annalen Bd. 57. S. 324.

Da sich jedoch die Temperatur des Galvanometerdrahtes doch nicht genau bestimmen läfst, wurde es vorgezogen, die Gröfse R vor jeder Beobachtungsreihe besonders zu bestimmen.

Zu Anfang jeder Versuchsreihe, bevor noch die Enden des Stabes einer Erwärmung oder Abkühlung ausgesetzt waren, besafs der Stab genau die Temperatur der umgebenden Luft. Die Controle hierfür war, dafs bei Einschaltung der Leitung nach der Stabmitte die Nadel keine Ablenkung zeigte. Es wurde nun den Spitzen und dem zwischen ihnen befindlichen Thermometer (Fig. 5, Taf. VI) von unten ein Gefäfs mit erwärmtem Oel so weit genähert, bis sie sich in der Mitte des Oeles befanden. Das Gefäfs mit dem Oel war in einem cylindrischen Holzgefäfs von 1 Zoll Dicke frei aufgehangen (Fig. 6, Taf. VI) und über demselben befand sich ein mit einer kreisrunden Oeffnung versehener Holzdeckel. Durch letztere wurden Spitzen und Thermometer in das Oel eingeführt und hierauf die Oeffnung durch Baumwolle verschlossen. Auf diese Weise wurde erreicht, dafs das Oel sich äufserst langsam abkühlte, in 45 Minuten betrug die Abkühlung im Mittel etwa 5° C., und dafs die Temperatur von Oel, Spitzen und Thermometer in jedem Augenblicke als gleich angenommen werden konnten. Neben dem Stabe war ein zweites Thermometer aufgehangen, welches die Temperatur der umgebenden Luft und mithin die des Stabes angab. Die Temperatur der Luft blieb während der Versuche fast constant. Beide Thermometer wurden mit Hülfe eines Fernrohres abgelesen. Aus gleichzeitiger Beobachtung der Temperatur des Oeles, des Stabes und der dabei eintretenden Ablenkung der Nadel liefs sich nun leicht nach Gleichung (11) der Werth von R ableiten. Es hätte zwar hierzu eine einzige gleichzeitige Beobachtung ausgereicht, es wurden jedoch zur Controle immer mehrere solcher Beobachtungen angestellt. Als Beispiel diene die Bestimmung von R bei der ersten Versuchsreihe mit dem Eisenstab.

Ablenkung der Nadel	Temperatur des Oels	Temperatur der Stabmitte	Differenz	R	Differenz berechnet
5° 19',3	29°,16 C.	4°,85 C.	24,31	259,5	24°,32 C.
4° 22',2	24°,70	4°,80	19,90	259,4	19°,92
3° 24',5	20°,32	4°,78	15,54	260,3	15°,50

hieraus ergiebt sich der Mittelwerth

$$R = 259,7$$

$$(12) \quad . \quad . \quad . \quad V_m - U = 259,7 \frac{\operatorname{tg} \varphi}{1 - 0,63 \sin \varphi^2}.$$

Berechnet man aus den beobachteten Winkeln φ die entsprechenden Temperaturdifferenzen, so erhält man die Zahlen der sechsten Columne. Bei den Versuchen, bei denen die Enden des Eisenstabes abwechselnd erwärmt und abgekühlt wurden, besafsen die Spitzen A (Fig. 5, Taf. VI) die tiefere, die Stabmitte die höhere Temperatur, und der Strom hatte demnach die entgegen gesetzte Richtung wie bei den obigen Versuchen. Mit Hülfe des Stöpselumschalters liefs es sich aber leicht erreichen, dafs die Ablenkung der Nadel in demselben Sinne erfolgte. Auf die Ablenkung der Nadel in gleichem Sinne brauchte überdies kein besonderes Gewicht gelegt zu werden, da die Multiplicatorwindungen vor den Versuchen mit der magnetischen Meridianebene parallel gestellt wurden, und die Ablenkungen der Nadel, wenn ein constanter Strom den Multiplicator in directer oder entgegengesetzter Richtung durchflofs, nach beiden Seiten von der Ruhelage sich gleich grofs ergaben.

Um die Gröfse p den Gleichungen (6) entsprechend zu bestimmen, wurde, nachdem der Stab den periodischen Gränzzustand angenommen hatte, die Leitung nach den Stellen H und I mit dem Galvanometer in Verbindung gesetzt. Die Nadel nimmt dann eine mit der Zeit ϑ veränderliche Bewegung an. Die Kräfte, von denen diese Bewegung abhängt, sind 1) die horizontale Componente des

Erdmagnetismus, 2) die Dämpfungskraft, 3) die Kraft, welche durch den Thermostrom auf die Nadel ausgeübt wird. Die Drehungsmomente, welche die beiden erstgenannten Kräfte auf die Nadel bei einer Ablenkung φ ausüben, sind

$$-\mathrm{T}m \sin\varphi, \qquad -\frac{[f(\varphi)]^2}{w}\,\frac{d\varphi}{dt},$$

wo T die horizontale Componente des Erdmagnetismus, m das magnetische Moment der Nadel und w den Widerstand der Kette bezeichnet. Um auch das Drehungsmoment der dritten Kraft zu bestimmen, mufs man berücksichtigen, dafs die Intensität des Thermostromes eine mit der Zeit veränderliche Gröfse ist, wodurch eine Induction des Stromes auf sich selbst veranlafst wird, welche eine Verringerung der Intensität zur Folge hat. Bezeichnen wir nämlich mit i die Intensität des Thermostromes, welcher zur Zeit ϑ den Stromkreis wirklich durchfliefst, mit i_1 dagegen die Intensität, welche beobachtet werden würde, wenn der Strom constant bliebe, so ist

$$i = i_1 - \gamma\frac{d\,i_1}{d\,\vartheta} + \gamma^2\frac{d^2\,i_1}{d\,\vartheta^2} - \gamma^3\,\frac{d^3\,i_1}{d\,\vartheta^3} + \ldots,$$

wo γ eine von dem Widerstande und der Form des Stromkreises abhängige Constante ist. Nach den Gleichungen (6) ist aber in einer geraden Periode

$$i_1 = \frac{\alpha\,(M - N\,e^{-p\,\vartheta})}{w}$$

in einer ungeraden

$$i_1 = \frac{\alpha\,(-M' + N\,e^{-p\,\vartheta})}{w}.$$

Es geht hieraus hervor, dafs die zur Zeit ϑ wirklich im Stromkreise vorhandene Intensität i sich durch einen Ausdruck von der Form

$$i = \frac{\alpha\,(A + B\,e^{-p\,\vartheta})}{w}$$

darstellen läfst, wo A und B constante Gröfsen bezeichnen. Das Drehungsmoment der dritten Kraft wird daher

$$+\frac{\alpha(A+Be^{-p\vartheta})}{w}f(\varphi)$$

und man erhält für die Bewegungsgleichung der Galvanometernadel, wenn $\varkappa$ das Trägheitsmoment der Nadel und der Aufhängung bedeutet

$$\frac{d^2\varphi}{d\vartheta^2}+\frac{[f(\varphi)]^2}{\varkappa w}\frac{d\varphi}{d\vartheta}+\frac{Tm}{\varkappa}\sin\varphi-\frac{\alpha(A+Be^{-p\vartheta})}{\varkappa w}f(\varphi)=0.$$

Die Integration dieser Gleichung läfst sich in geschlossener Form nur für kleine Winkel φ ausführen. Unter Voraussetzung kleiner Winkel geht dieselbe in die folgende über

$$\frac{d^2\varphi}{d\vartheta^2}+\frac{[f(0)]^2}{\varkappa w}\frac{d\varphi}{d\vartheta}+\frac{Tm}{\varkappa}\varphi-\frac{\alpha(A+Be^{-p\vartheta})}{\varkappa w}f(0)=0$$

woraus sich durch Integration

$$\varphi=\frac{\alpha f(0)}{wTm}A+\frac{\alpha f(0)}{\varkappa w}\frac{Be^{-p\vartheta}}{p^2-\frac{[f(0)]^2}{w\varkappa}p+\frac{Tm}{\varkappa}}$$

$$+Ce^{-\frac{1}{2}\frac{[f(0)]^2}{m\varkappa}\vartheta}\sin\left\{(C'-\vartheta)\sqrt{\frac{Tm}{\varkappa}-\frac{1}{4}\left(\frac{[f(0)]^2}{w\varkappa}\right)^2}\right\}$$

ergiebt. C und C' bedeuten hierin zwei Integrationsconstante. Man ersieht hieraus, dafs die Bewegung der Nadel aus zwei Bewegungen zusammengesetzt ist, die einander superponirt sind, einmal aus der Bewegung, welche die Nadel haben würde, wenn gar kein Thermostrom vorhanden wäre, sodann aus der Bewegung, welche die Nadel besitzen würde, wenn der periodische Theil gänzlich wegfiele.

Construirt man nun ein Galvanometer mit grofser Dämpfungskraft, so dafs sich die Nadel dem aperiodischen Zustand nähert, wie dies im vorliegenden Falle geschehen war, und macht die Schwingungsdauer der Nadel t und den Widerstand aufserhalb des Galvanometers klein, so besitzt das logarithmische Decrement $\lambda=\frac{1}{2}\frac{[f(0)]^2}{w\varkappa}t$ einen grofsen Werth, und der periodische Theil in der Bewegung der Nadel wird schon nach Verlauf einer sehr kurzen Zeit verschwindend klein seyn. Läfst man mithin zu Anfang

jeder Periode eine gewisse Zeit verstreichen, ehe man mit der Beobachtung der den verschiedenen Zeiten ϑ entsprechenden Ablenkungen φ der Nadel beginnt, was ohnehin schon nöthig ist, damit die vereinfachten Ausdrücke $D_{2\mu}$ und $D_{2\mu+1}$ Gleichung (6) in Anwendung kommen dürfen, so fällt der periodische Theil der Bewegung der Nadel ganz fort, und man erhält für φ einfach einen Ausdruck von der Form

$$p = P' + Q' e^{-p\vartheta}$$

wo P' und Q' Constanten bezeichnen. Werden nun diese Beobachtungen mit Spiegel und Scale angestellt, so ist es bequemer statt der Ablenkungen φ selbst die Bogen der doppelten Ablenkungswinkel einzuführen. Ist r der Abstand des Spiegels von der Scale s der dem Winkel φ entsprechende Bogen, so ist $s = 2r\varphi$, und es wird

$$(13) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad s = P + Qe^{-p\vartheta}$$

wo P und Q dieselben Constanten wie vorher bezeichnen, nachdem sie mit $2r$ multiplicirt worden sind. An der Scale werden zwar nicht unmittelbar die Bogen s beobachtet, sondern die ihnen zugehörigen Tangenten, allein letztere lassen sich durch eine bekannte Reduction auf die entsprechenden Bogen zurückführen. Bezeichnen σ die unmittelbar dem Winkel φ entsprechenden an der Scale beobachteten Scalentheile, und ist r in Scalentheilen ausgedrückt, so ist der entsprechende Bogen s

$$s = \sigma - \frac{\sigma^3}{3r^2}$$

Aus einer Reihe beobachteter Werthe σ, welche bestimmten Zeiten ϑ entsprechen, läſst sich hiernach p finden.

Für das logarithmische Decrement ergab sich nun, wenn die Leitung nach den Stellen H und I des Stabes mit dem Galvanometer in Verbindung stand.

$$\lambda = 3{,}704$$

bei einer Schwingungsdauer t

$$t = 6'',904$$

woraus folgt, dafs schon nach Verlauf von 15 Secunden der periodische Theil der Bewegung der Nadel selbst bei den gröfsten Ablenkungen verschwunden war. Die Empfindlichkeit des Galvanometers war jedoch der Art, dafs die Ablenkungen der Nadel zu grofs ausfielen. Diesem Uebelstande kann man auf doppelte Weise abhelfen, entweder dadurch, dafs man den Widerstand des Stromkreises vergröfsert, allein dann verringert sich in gleichem Verhältnifs die Dämpfung, was für die Beobachtungen ungünstig seyn würde, oder dadurch, dafs man die horizontale Componente des Erdmagnetismus T durch geeignete in der Meridianebene angebrachte Magnete verstärkt. Im letzteren Falle bleibt die Dämpfung ungeändert, und die Empfindlichkeit läfst sich in beliebiger Weise reguliren. Bei den folgenden Beobachtungen wurde das letztere Verfahren in Anwendung gebracht.

Beobachtungen.

Nach den vorbereitenden Beobachtungen, welche die Bestimmung der Gröfse R bezweckten, wurden die Enden des in Untersuchung stehenden Stabes in gleichen Zeitintervallen T abwechselnd erhitzt und abgekühlt. Nach Verlauf von etwa $\frac{3}{4}$ Stunden trat der periodische Gränzzustand ein, was daran erkannt wurde, dafs die Temperatur der Stabmitte nicht mehr zunahm. Vor der ersten Beobachtungsreihe und zwischen je zwei aufeinander folgenden wurden die Temperatur U der Umgebung, die Temperatur u_0 des Wassers, der Ruhestand der Nadel und der Scalentheil, welcher der Temperatur V_m der Stabmitte entsprach, abgelesen. Die Temperatur des Dampfes ergab sich aus dem Barometerstand. Es zeigte sich hierbei, dafs die Temperaturdifferenz zwischen Stabmitte und der Umgebung nicht völlig constant war, wie es nach der Theorie seyn sollte, sondern dafs Schwankungen eintraten, welche Abweichungen von einem halben Grad vom Mittelwerthe zur Folge haben konnten. Die Ursache hiervon kann in dem Nichtübereinstimmen der Grundlagen der

Theorie mit dem wirklichen Vorgange in der Natur zu suchen seyn oder darin, daſs die Löthstellen der Drähte nicht genau mit der Mitte des Stabes zusammenfielen. In diesem Falle hätte sich jedoch eine gewisse Regelmäſsigkeit in den Schwankungen ergeben müssen, welche aber nicht wahrgenommen wurde. Es ist daher wahrscheinlich, daſs sie durch Luftströmungen verursacht wurden, welche trotz aller Vorkehrungen sich nicht gänzlich vermeiden lieſsen.

Jede Beobachtungsreihe bestand aus einer geraden Anzahl Ablesungen $s_0\, s_1 \ldots . s_{2n-1}$, welche in regelmäſsigen Zeitintervallen $\delta = 15''$ gemacht wurden, von denen die erste auf $\vartheta_0 = 45''$ fiel. Um aus diesem Beobachtungsmaterial den Werth p nach Gleichung (13) zu berechnen, scheint es am einfachsten die Differenzen $(s_0 - s_1)$, $(s_1 - s_2)$, $(s_2 - s_3) \ldots .$ zu bilden und diese in einander zu dividiren. Eine leichte Ueberlegung zeigt jedoch, daſs hierbei die nicht zu vermeidenden Beobachtungsfehler einen sehr bedeutenden Einfluſs auf das Resultat gewinnen müssen. Folgendes Verfahren führt zu genaueren Resultaten.

Man bilde zunächst die Differenzen $(s_0 - s_n)$, $(s_1 - s_{n+1}) \ldots$ $\ldots (s_{n-1} - s_{2n-1})$, so erhält man eine Reihe Gleichungen von der Form

$$\begin{aligned} s_0 - s_n &= Q\,(e^{-p\vartheta_0} - e^{-p\vartheta_n}) \\ s_1 - s_{n+1} &= Q\,(e^{-p\vartheta_0} - e^{-p\vartheta_n})\,e^{-p\delta} \\ s_2 - s_{n+2} &= Q\,(e^{-p\vartheta_0} - e^{-p\vartheta_n})\,e^{-2p\delta} \\ &\ldots\ldots\ldots \end{aligned}$$

Nimmt man auf beiden Seiten die Logarithmen und bezeichnet $\lg(s_0 - s_n)$, $\lg(s_1 - s_{n+1}) \ldots$ durch m_0, $m_1 \ldots$ und setzt zur Abkürzung

$$\lg Q\,(e^{-\vartheta_0} - e^{-p\vartheta_n}) = x, \quad \lg e^{-p\delta} = y,$$

so ergeben sich Gleichungen von der Form

$$\begin{aligned} m_0 &= x \\ m_1 &= x + y \\ m_2 &= x + 2y \\ &\ldots\ldots \end{aligned}$$

woraus nach der Methode der kleinsten Quadrate x und y und damit p und Q gefunden werden. Mit Hülfe dieser Werthe kann man schliefslich zur Controle die jedem s entsprechende Constante P berechnen, die für sämmtliche Werthe gleich grofs ausfallen mufs.

Alle folgende Beobachtungen sind auf diese Weise berechnet worden. Die ihnen zu Grunde liegenden Maafseinheiten sind ***Millimeter***, ***Milligramm*** und ***Secunde***, und demnach ist die Wärmeeinheit diejenige Wärmemenge, welche die Temperatur eines Milligramm Wasser von 0° C. bis auf 1° C. zu erhöhen vermag.

I. Eisenstab (ausgeglüht).

Länge $l = 230^{mm},35$ $D = 7,761$
Durchmesser $= 7^{mm},5168$ $C = 0,1125$
Abstand des Spiegels $T = 5'$
von der Scale $r = 2927^{mm} = 2952,4$ Scalentheile.

Die Dichtigkeit und die specifische Wärme wurden besonders bestimmt, letztere nach der von Neumann angegebenen Methode. Die Temperaturformel ist bereits Gl. (12) mitgetheilt worden.

Gerade Periode.

ϑ	σ	$\frac{\sigma^3}{3r^2}$	s	s berechnet	Diff.	P
0' 45"	− 440	3,2	−436,8	−441,5	+4,7	729,8
1 0	− 215	0,4	−214,6	−213,9	−0,7	724,4
15	− 32	0,0	− 32,0	− 30,6	−1,4	723,7
30	+ 117	0,1	+116,9	+116,9	−0,0	725,1
45	+ 235	0,5	+234,5	+235,5	−1,0	724,1
2 0	+ 331	1,4	+329,6	+331,1	−1,5	723,6
15	+ 410	2,6	+407,4	+408,0	−0,6	724,5
30	+ 475	4,1	+470,9	+469,8	+1,1	726,2
45	+ 526	5,6	+520,4	+519,7	+0,7	725,8
3 0	+ 567	7,0	+560,0	+559,7	+0,3	725,4
15	+ 601	8,3	+592,7	+592,0	+0,7	725,8
30	+ 627	9,4	+617,6	+618,0	−0,4	724,7
45	+ 648	10,4	+637,6	+638,9	−1,3	723,8
4 0	+ 667	11,3	+655,7	+655,7	−0,0	725,1
15	+ 681	12,1	+668,9	+669,2	−0,3	724,8
30	+ 693	12,7	+680,3	+680,1	+0,2	725,3
					Mittel	725,1

Ferner fand sich

der auf 0° C. reducirte Barometerstand 758^{mm},97

$u_1 = 99°,96$ C. $U = 5°,37$ C.
$u_0 = 4°,72$ C. $V_m = 33°,14$ C.

$K = 15,07$ Wärmeeinheiten. $H = 0,00267$ Wärmeeinheiten.
In gleicher Weise ergaben sich in den folgenden Perioden die Werthe.

Gerade Perioden.

$u_1 = 99,96$ $U = 5,47$ $K = 15,09$
$u_0 = 4,71$ $V_m = 33,22$ $H = 0,00266$

$u_1 = 99,96$ $U = 5,54$ $K = 15,29$
$u_0 = 4,71$ $V_m = 33,16$ $H = 0,00271$

$u_1 = 99,96$ $U = 5,59$ $K = 15,10$
$u_0 = 4,52$ $V_m = 33,32$ $H = 0,00264$

$u_1 = 99,96$ $U = 5,69$ $K = 15,16$
$u_0 = 4,52$ $V_m = 33,49$ $H = 0,00262$.

Ungerade Perioden.

$u_1 = 99,96$ $U = 5,97$ $K = 14,39$
$u_0 = 4,52$ $V_m = 33,03$ $H = 0,00261$

$u_1 = 99,96$ $U = 6,00$ $K = 14,40$
$u_0 = 4,52$ $V_m = 33,01$ $H = 0,00261$

$u_1 = 99,96$ $U = 6,04$ $K = 14,68$
$u_0 = 4,54$ $V_m = 32,99$ $H = 0,00267$

$u_1 = 99,96$ $U = 6,10$ $K = 14,76$
$u_0 = 4,62$ $V_m = 32,86$ $H = 0,00273$.

Nimmt man das Mittel von den Werthen K und H, welche die geraden Perioden ergeben und verfährt ebenso mit den aus den ungeraden Perioden abgeleiteten Werthen, so ergiebt sich

$K = 15,14$ $H = 0,00266$
$K = 14,56$ $H = 0,00266$.

Der hier hervortretende Unterschied zwischen den aus den geraden und ungeraden Perioden hervorgehenden Werthen findet seine Erklärung in einem nicht absoluten Zusammenfallen der Löthstellen mit den Stellen $x = \frac{1}{6} l$ und $x = \frac{5}{6} l$. Namentlich wird eine geringe Abweichung von der erst genannten Stelle einen beträchtlichen Einfluſs haben können. Das Gesammtmittel ist

$$K = 14{,}85 \qquad H = 0{,}00266.$$

Da sowohl K wie H mit der Temperatur veränderlich sind, muſs man, um der Veränderlichkeit soweit dies möglich Rechnung zu tragen, diese Werthe auf die mittlere Stabtemperatur beziehen. Bezeichnen wir dieselbe mit Δ, so findet sich für dieselbe

$$\Delta = \frac{1}{2lT} \int_0^l dx \int_0^T (V_{2\mu} + V_{2\mu+1})\, d\vartheta.$$

Mit Hülfe der Gleichungen (2) ergiebt sich hiernach, wenn wir zur Abkürzung

$$a = e^{\frac{l}{2}\sqrt{\frac{HP}{KQ}}} \qquad b = e^{-\frac{l}{2}\sqrt{\frac{HP}{KQ}}}$$

setzen

$$(14) \quad \ldots \quad \Delta = U + \frac{u_0 + u_1 - 2U}{l\sqrt{\frac{HP}{KQ}}} \cdot \frac{a-b}{a+b}$$

Führen wir in diesen Ausdruck die Mittelwerthe der Gröſsen u_0 u_1 U, H, K ein, so folgt

$$\Delta = 39^0{,}23\,\mathrm{C}.$$

Wird demnach die eine Gränzfläche einer unendlich groſsen Eisenplatte von *ein Millimeter* Dicke auf der Temperatur 39° C., die andere auf der Temperatur 38° C. erhalten, so gehen durch *ein Quadratmillimeter* Fläche in *einer Secunde* 14,85 *Wärmeeinheiten* von der einen Gränzfläche zur andern über [1]). Wird ferner aus Eisen ein Körper gebildet, dessen Oberfläche die gleiche Beschaffenheit be-

1) Man erhält das Wärmeleitungsvermögen in der von Ångström gebrauchten Einheit durch Multiplication mit 0,6.

sitzt, wie unser Eisenstab, und wird dieser Körper stets auf der Temperatur 39° C. erhalten, während die umgebende Luft die Temperatur 38° C. besitzt, so werden von *jedem Quadratmillimeter* Oberfläche in *einer Secunde* 0,00266 *Wärmeeinheiten* an die Umgebung abgegeben.

Die Oberfläche des angewandten Eisenstabes besafs nicht den höchsten Grad von Politur. Um zu untersuchen, ob die Beschaffenheit der Oberfläche einen merklichen Einflufs auf den Werth von K ausübt, wurden mit demselben Eisenstab die vorhergehenden Versuche wiederholt, nachdem seine Oberfläche gleichförmig mit dem Rufs einer Gasflamme überzogen war. Die Rufsschicht hatte dabei etwa eine solche Dicke, dafs die blanke Metalloberfläche gerade noch durch sie hindurch wahrgenommen werden konnte. Die Dauer der Perioden T betrug hierbei 10′, um die Beobachtungen in geraden und ungeraden Perioden abwechselnd, nicht nacheinander wie vorher durchführen zu können.

II. Eisenstab berufst.

Gerade Perioden

$K = 14{,}80$ $H = 0{,}00333$

$K = 15{,}21$ $H = 0{,}00337$

Ungerade Perioden

$K = 14{,}65$ $H = 0{,}00319$

$K = 14{,}50$ $H = 0{,}00322$

Mittelwerthe

$K = 14{,}79$ $H = 0{,}00328.$

Man erhält demnach nahezu denselben Werth für K, was anzuzeigen scheint, dafs bei dieser Methode der Bestimmung des Wärmeleitungsvermögens, die Wärmeangabe an die Umgebung keinen hervorragenden Einflufs ausübt. Dafs trotz des grofsen Ausstellungsvermögens des Rufses die Gröfse H keinen gröfseren Werth annimmt, ist auf das

schlechte Wärmeleitungsvermögen des Rufses zurückzuführen.

III. Gezögener Neusilberstab (ausgeglüht).

Länge $l = 230,4$ $C = 0,0944$
Durchmesser $= 7^{mm},622$ $D = 8,621$

C und D waren wie vorher besonders bestimmt worden.

Ungerade Perioden

$K = 8,404$ $H = 0,00318$
$K = 8,405$ $H = 0,00316$

Gerade Perioden

$K = 7,832$ $H = 0,00291$
$K = 7,791$ $H = 0,00291$
$K = 7,817$ $H = 0,00295$

Mittelwerth aus den geraden Perioden

$K = 7,813$ $H = 0,00292$

Mittelwerth aus den ungeraden Perioden

$K = 8,404$ $H = 0,00317$

Gesammtmittel

$K = 8,108$ $H = 0,00304.$

Diese letzteren Werthe beziehen sich auf die mittlere Temperatur Δ des Neusilberstabes

$$\Delta = 31^{0},25\,C.$$

Die Bestimmung der mittleren Temperatur, auf welche die Werthe K und H bezogen wurden, kann nur als eine grobe Annäherung betrachtet werden. Ein Schritt zu gröfserer Genauigkeit würde darin bestehen, wenn K und H bei Aufstellung der allgemeinen Gleichungen für die Wärmefortpflanzung als Functionen der Temperatur eingeführt würden, indem man $K = K_0(1 + \alpha t)$, $H = H_0(1 + \beta t)$ setzte. In der That läfst sich auch unter dieser Voraussetzung der *stationäre* Zustand in einem Stabe, dessen Enden auf constanten Temperaturen erhalten werden, all-

gemein bestimmen [1]). Die Lösung besteht in einem Integral, welches sich für einen nach einer Richtung hin unbegränzten Stab in geschlossener Form ausführen läſst. Allein einer experimentellen Ausnutzung dieser Lösung zur Bestimmung von α, β, K_0, H_0 stellen sich groſse Schwierigkeiten entgegen.

Eine Kenntniſs der Abhängigkeit von K und H von der Temperatur würde auch wünschenswerth seyn, um die von Wiedemann und Franz ausgesprochene Vermuthung [2]), daſs das Wärmeleitungsvermögen der Metalle ihrem elektrischen Leitungsvermögen direct, oder ihrem specifischen Widerstande umgekehrt proportional sey, einer Prüfung zu unterwerfen. Bezeichnet K das Wärmeleitungsvermögen, w den specifischen Widerstand eines Metalles, C eine Constante, so soll

$$K = \frac{C}{w}$$

seyn. Lenz [3]) hat dieses Gesetz wirklich bestätigt gefunden, wenn K und w sich auf die nämliche Temperatur beziehen. Bei einer Bestimmung von K in den oben festgesetzten Wärmeeinheiten und von w nach absolutem Maaſs $\frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunde}}$ für einen und denselben Eisenstab ergab sich für die Constante C

$$C = 2458 \,.\, 10^4$$

wobei sich die Werthe von K und w auf die Temperatur 44°,3 C. bezogen.

1) Poisson hat eine angenäherte Lösung dieser Aufgabe gegeben. *Théorie mathématique de la chaleur pag.* 255.

2) Pogg. Ann. Bd. 89, S. 531.

3) *Bulletin de l'Académie Impérial des sciences de St. Pétersbourg, T. XIV, p.* 54.

V. *Das Nordlicht-Spectrum;*
von Dr. A. J. v. Oettingen.

Beim Auftreten des prachtvollen Nordlichtes am 4. Febr. 1872 sind gewiſs an zahlreichen Orten Messungen vorgenommen worden zur Bestimmung der Spectrallinien. Da dieselben vielleicht nicht überall in gleicher Deutlichkeit gesehen worden, zudem es auch denkbar erscheint, daſs das Spectrum nicht allenthalben in derselben Ausdehnung sich hat erkennen lassen, so wage ich es, die von mir mit einem Duboscq'schen Spectroskope gemessenen Linienorte anzugeben, obwohl die Bestimmung derselben noch nicht die zu erwünschende Schärfe besitzt. Die weniger hellen Linien waren bei möglichst schmalem Spalt so lichtschwach, daſs sie in dem Momente der Scalenerleuchtung fast verschwanden. Indeſs gelang die Messung bei scharfer Fixation der zu bestimmenden Linie und plötzlich beleuchteter Scale. Um einen vollen Theilstrich konnte ich mich dabei kaum versehen.

Im Ganzen habe ich sechs Linien sehen und bestimmen können, die in der Zeichnung (Fig. 7, Taf. VI) mit α bis ζ bezeichnet sind, und welche ich näher beschreiben will. Die Linie α ist roth und liegt fast genau da, wo die starke Absorptionslinie α im Sonnenspectrum vorkommt. Sie tritt besonders stark in den rothen Stellen des Nordlichtes auf, doch fehlte sie nicht gänzlich an den ganz weiſs erscheinenden Gebilden. Ich entdeckte sie erst, indem ich mit einem Prisma in freier Hand das von den Umrissen des Fensters reflectirte Licht betrachtete, dann fand ich sie auch sogleich im Spectralapparate auf, wo sie tief roth gefärbt erschien, jedem guten Auge übrigens leicht sichtbar war. Später überzeugte ich mich davon, daſs Zöllner wohl zuerst diese Linie beobachtet hat, und zwar bei offenbar viel weniger intensiven Erscheinungen.

Die Linie β liegt im Gelbgrün, so zwar, dafs die Distanz von α und β durch die Natriumlinie fast genau halbirt wird, während α etwas näher zur Lithium- als zur Natriumlinie zu stehen kommt. Diese gelbgrüne Linie ist die bekannte, von Vielen zuerst allein gesehene Nordlichtlinie. Sie erschien im Spectroskope, sobald man das von irgend welchen Körpern reflectirte Licht beobachtete. Ihre Lage wurde zuerst von Ångström bestimmt.

Die folgenden Linien γ und δ liegen im Grün; sie waren etwas unbeständig, flackernd, ab und zu aufflammend. Eine ähnliche Bemerkung finde ich bei Ångström, der vom Aufflammen einiger Linien bis *F* im Sonnenspectrum spricht. Zöllner hat hier drei Linien verzeichnet, indess ich nur zwei habe sehen können. Freilich geht aus Zöllners Abbildung nicht deutlich hervor, wo die *F*-Linie anzunehmen sey; aus dem Texte schliefse ich, dafs alle drei Linien im Grün liegen, da Zöllner von ihrer muthmafslichen Coïncidenz [1]) mit drei Linien des Protuberanzspectrums spricht, von denen die brechbarste mit der Wellenlänge 532,3 noch zwischen *D* und *E*, dicht bei *E* zu liegen käme. Die von mir gesehenen Linien γ und δ liegen aber beide zwischen *b* und *F*.

Die fünfte Linie ε und die sechste ζ sind bei früheren Nordlichterscheinungen wohl noch nicht gesehen worden; sie sind beide deutlich sichtbar, ε etwas heller als ζ, beide fest und beständig, nicht flackernd wie das mittlere Paar. Meine Bestimmungen von ζ stimmen mit einander vollkommen überein, während ich für ε leider um drei Scalentheile differente Werthe notirt habe. Die Linie ε liegt im Blau jenseits *F*, und ζ gar jenseits *G* im Indigo. Ohne Zweifel werden diese beiden Linien auch von anderen Beobachtern gemessen worden seyn. Ohne Messung sind die Linien nicht zu bestimmen, weil man sich durch den

1) Mit dieser vermutheten Coïncidenz scheint Zöllners Ausspruch, (eine Seite vorher), freilich im Widerspruche zu stehen, demzufolge auch im blauen Theile des Spectrums eine Linie vorkomme. (S. Berichte d. K. Sächs. Gesellsch. d. Wiss. Sitz. v. 31. October 1870.)

physiologischen Lichteindruck nicht bestimmen lassen darf. Die hellste Linie β hielt ich für gelb, und erst dann für grün, wenn die Natriumlinie hervorgebracht wurde. Die folgenden vier Linien β bis ζ möchte ich sämmtlich als grünlich, oder besser weiſslich bezeichnen.

Dieser Beschreibung zufolge, darf für die bei der Erscheinung betheiligte Materie nicht eine einzige Substanz angenommen werden: Drei Linien erscheinen beständig, β, ε und ζ, und es dürften die beiden letzteren bloſs wegen ihrer geringeren Intensität bisher noch nicht gesehen worden seyn. Zwei Linien γ und δ, sind unbeständig, flackern auf und verschwinden, während α besonders in den rothen Stellen vorkommt.

Meine Versuche, das beobachtete Spectrum auf das der Gase im elektrischen Lichte zurückzuführen, haben nur zu unsicheren Schlüssen und negativen Resultaten geführt. Bei der groſsen Zahl von Linien im elektrischen Büschel in freier Luft oder im Sauerstoff (ich maſs deren 13 zwischen D und G) ist eine nahe Coïncidenz nur zu leicht zufällig möglich. Doch möchte ich glauben, daſs für γ δ solche Coïncidenz besteht. Ebenso stimmen ε und ζ fast ganz genau mit zwei Linien des elektrischen Funkens in freier Luft zwischen Platinelektroden überein, Linien, die in gleicher Schärfe in der evacuirten stickstoffhaltigen Röhre sich wiederholen, wenn auch nicht in derselben Intensität. Die von Zöllner schon angedeutete Coïncidenz der rothen Linie α mit der ebendort liegenden Absorptionslinie a der Sonne scheint in der That keine zufällige. Nach Ångström rührt sie nicht vom Wasserdampfe her, sondern von permanenten in der Luft vorkommenden Gasen. Ich möchte hier daran erinnern, daſs auf 159 der von mir gezeichneten Scale, entsprechend einer Wellenlänge von 634,0 in Geiſsler'schen Röhren die N, H, O oder CO_2 enthalten, eine sehr helle Linie auftritt bei einigermaſsen kräftigen Entladungen. Gleichzeitig treten helle Linien auf bei 76 und 131. Eine Orientirung in der bezüglichen Literatur hat mich indeſs nicht zu einem

Schlusse geführt, welcher Substanz diese Linien angehören. Wenn fortan jeder Beobachter versuchen würde, seine Messungen der Ångström'schen Scale anzupassen, so wäre eine Verständigung leichter möglich.

Soviel steht fest, dafs die hellsten Stickstofflinien nicht coïncidiren, worin übrigens kein Beweis dafür gegeben wäre, dafs das Phänomen von dieser Substanz unabhängig sey. Man kann beispielsweise im Spectrum des positiven elektrischen Lichtes von H deutlich sehen, wie bei zunehmender Schlagweite einer Leydener Batterie die Linie H_β, entsprechend F, immer breiter und blasser wird, endlich verschwindet, während H_α und H_γ scharf und fein bleiben. Im negativen magnetischen Lichte behalten alle drei Linien ihre Schärfe bei allen Schlagweiten bei.

Für die Helligkeit der fünf Linien β bis ζ stelle ich die nachstehende Reihenfolge auf: β, ε, ζ, δ, γ.

Nach der Scale meines Spectroskopes versuchte ich mehrere Fraunhofer'sche Linien zu messen, die ich zur Orientirung auf Ångström's Atlas benutzte. Dadurch erhielt ich folgende Werthe der Wellenlängen in Milliontel-Millimetern:

$$\alpha = 629{,}0 \pm 4{,}0$$
$$\beta = 554{,}8 \pm 3{,}0$$
$$\gamma = 512{,}0 \pm 2{,}2$$
$$\delta = 493{,}0 \pm 2{,}1$$
$$\varepsilon = 466{,}0 \pm 2{,}5$$
$$\zeta = 424{,}0 \pm 1{,}2.$$

Für β fand Ångström 556,7, Struve in Pulkowa 555,2. Eine Angabe der Wellenlängen habe ich der Zeichnung beigefügt.

Dorpat, den 12. Februar 1872.

VI. *Ueber eine neue Abänderung in der Construction der Holtz'schen Influenz-Maschine mit entgegengesetzt rotirenden Scheiben;* *von W. Musaeus.*

In meiner Abhandlung über eine neue Verbesserung der Holtz'schen Influenz-Maschine mit entgegengesetzt rotirenden Scheiben u. s. w. (siehe diese Annalen Bd. 143, S. 287) stellte ich die Beschreibung einiger Abänderungen derselben in Aussicht und bemerkte dazu, dafs, obgleich dieselben zwar nicht die quantitative Leistung der Maschine vergröfsern, sie doch von wissenschaftlichem Interesse seyn dürften.

Fortgesetzte Experimente haben indessen ergeben, dafs die Erscheinungen, welche durch jene Abänderungen hervorgebracht werden, nicht so verwickelter Natur sind, als ich damals zu glauben berechtigt war, und da durch dieselben weder die quantitative, noch die intensive Leistung der Maschine erhöht wird, so will ich sie vorläufig ganz übergehen und in vorliegender Arbeit eine neue Construction der Maschine eingehender behandeln, welche zur Erzeugung einer möglichst grofsen quantitativen Stromstärke vorzüglich geeignet ist.

Stellt man die schrägen Conductoren [1]) einer Influenz-Maschine mit entgegengesetzt rotirenden Scheiben so, dafs der Conductor der vorderen Scheibe dem der hinteren im Sinne der rechtläufigen Rotation nachfolgt, und erregt die Maschine mittelst einer geriebenen Platte aus Kammmasse; oder besser des von mir angegebenen Reibkissens [2]), so etablirt sich der entstehende Strom nur zwischen den Theilen dieser Conductoren und zwar so, dafs die oberen

1) Die Bezeichnung „passive Conductoren", ist für vorliegende Zwecke unzulässig, da bei dieser Einrichtung der Maschine sämmtliche Conductoren activ sind.

2) Siehe diese Annalen Bd. CXLIII, S. 282.

Theile derselben die entgegengesetzte Elektricität der unteren gegen die Scheiben ausstrahlen, während die Elektroden-Conductoren völlig passiv bleiben.

Führt man diesen Versuch mit einer Maschine älterer Construction aus, — wie dieselbe vom Hrn. Dr. Holtz — (siehe diese Annalen Bd. 130, S. 128) angegeben ist, so kann man eine oder die andere Elektrode abwechselnd, oder auch beide gleichzeitig ableitend berühren, ohne eine Veränderung in der Erscheinung wahrzunehmen.

Experimentirt man dagegen mit der von mir beschriebenen Construction derselben Maschine, wie sie in Figur 10, Tafel I — mit den für diese Arbeit nothwendigen Abänderungen gegeben ist, und leitet die Elektrode *A*, indem man sie mit der Hand berührt, ab, so hört sofort die Stabilität des Stromes auf, und es entsteht ein ununterbrochen fortdauerndes Wechseln der Pole.

Dieser Stromwechsel scheint gegen die Rotation der vorderen Scheibe zu erfolgen, indem derselbe von den obern Theilen der schrägen Conductoren zu den Conductoren der abgeleiteten Elektrode *A* überspringt, dort einen Augenblick verweilt, sodann nach den unteren Theilen der ersteren übergeht, die nicht abgeleitete Elektrode überspringt, und alsdann zu seiner Ausgangsstelle zurückkehrt, um im nächsten Augenblick denselben Kreislauf auf's neue zu beginnen. Daſs hierbei die von einer Elektricität verlassenen Conductoren sogleich entgegengesetzt elektrisch werden, braucht wohl kaum erwähnt zu werden.

Dieselbe Erscheinung tritt ein, wenn man die Elektrode *B* ableitet. Der Strom geht alsdann von den oberen Theilen der schrägen Conductoren, indem er die Conductoren der Elektrode überspringt, zu den unteren Theilen der ersteren über, begiebt sich nach den Conductoren der Electrode *B* und von da zu den oberen Theilen der schrägen Conductoren zurück. (Ich habe bemerkt, daſs die beiden letztern Erscheinungen nicht immer eintreten, ohne indessen einen Grund hiefür angeben zu können.)

Leitet man beide Elektroden *A* und *B* gleichzeitig ab, so werden sämmtliche Conductoren der Maschine elektrisch und zwar so, dafs die sich gegenüberliegenden Conductoren die entgegengesetzten Elektricitäten ausstrahlen. Ganz anders gestaltet sich diese Erscheinung, wenn man die beiden Elektroden *A* und *B* mittelst eines Drahtes *ee'*, welcher entsprechend mit Kammmasse bekleidet ist, leitend verbindet, und sie alsdann mit den beiden schrägen Conductoren, welche ebenfalls untereinander in leitender Verbindung stehen, in unmittelbare Berührung bringt. Es strahlen alsdann die oberen, sowie auch die unteren Theile der schrägen Conductoren die gleichnamige Elektricität gegen die Scheiben aus, während die Spitzenkämme der Elektroden *A* und *B* die entgegengesetzte Elektricität aussenden.

Entfernt man nun die Elektrode *A* von dem Knopf *C*, welcher mit den schrägen Conductoren in Verbindung steht, so zeigt sich zwischen *A* und *C* ein sehr intensiver ununterbrochener Strom, der an Intensität die Leistungen aller mir bis jetzt bekannten Maschinen bei weitem übertrifft.

Um diesen Strom bequem benutzen zu können, gebe ich eine kurze Beschreibung der von mir für diesen Zweck construirten Maschine.

Zwei Scheiben (Fig. 10, Taf. I des vorigen Heftes) von 37^{cm} Durchmesser sind mittelst Hülsen und Fassungen auf eine stählerne Axe, die in einem Glasstabe steckt, welcher vertikal in das Grundbrett eingesetzt ist, so angebracht, dafs sie mittelst einer Schnur und den dazu gehörigen Schnurrädern so in Bewegung gesetzt werden können, dafs die vordere derselben nach rechts, die hintere aber nach links rotirt. Auf der Welle stecken zwei Ringe, in welchen sich die schrägen Conductoren *xx'* der vorderen und *yy'* der hinteren Scheibe befinden. Dieselben sind, da die Ringe nur mittelst Friction auf der Welle sitzen, in jeden beliebigen Winkel zu stellen. Die Axe selbst trägt ein Schraubengewinde, in welches eine Schraube

paſst, die dazu dient, ein Stück Kammmasse von entsprechender Länge und Stärke fest gegen die Welle zu drücken. Dasselbe trägt die Elektroden *A* und *B*, an deren Conductoren *ab*, welche der vorderen Scheibe zugekehrt sind, sich mittelst zweier bogenförmigen starken Messingdrähte die Conductoren *a'* und *b'* befinden, welche der hinteren Scheibe gegenüberstehen. Diese letzteren sind von den ersteren um $\frac{1}{8}$ Umdrehung entfernt [1]).

Die in Rede stehende Schraube ist zum Theil durchbohrt, so daſs sie einen Messingstift *C* aufnehmen kann, welcher vorn in einer Kugel endet. Die Länge dieses Stiftes ist so gewählt, daſs die Kugel desselben mit den Kugeln der Elektroden in einer geraden Linie liegt. Der Stift *d* dient, um Versuche mit Geiſsler'schen Röhren und dergleichen auf die bekannte Weise bequem ausführen zu können.

Soll die Maschine erregt werden, so bringt man *A* und *C* in leitende Verbindung, und stellt die schrägen Conductoren so, daſs sie Winkel von 45° bilden, hält das Reibkissen auf die rechte Seite des vertikal stehenden Conductors *xx'* und läſst es sanft gegen die rotirende Scheibe reiben, worauf zunächst die schrägen Conductoren, aber auch bald darauf die Elektroden in Thätigkeit gesetzt werden [2]).

Um nun zu den Wirkungen der Maschine überzugehen, will ich zuerst einiges über die Schlagweite derselben bemerken.

Entfernt man die Elektrode *A* von dem Stift *C*, so entsteht zwischen denselben ein continuirlicher Strom, welcher ununterbrochen so lange fortdauert, als sich die

1) Eine ausführlichere Beschreibung dieser Maschine, soweit sie nicht die nun näher zu betrachtenden Theile enthält, befindet sich in meiner früheren Abhandlung.

2) Wenn ich hierbei der Erregung mittelst geriebener Kammmasse nicht gedenke, so geschieht es vornehmlich deſshalb, weil man mit einer etwas groſsen Platte nicht leicht zu dem betreffenden Conductor kommen kann, da die Entfernung von einem zum andern eine ziemlich beschränkte ist.

Scheiben in Rotation befinden, und der Abstand zwischen *A* und *C* nicht bis über ein gewisses Maximum vergröfsert wird. Dieses Maximum beträgt jedoch nur 1 bis höchstens 1,5^{cm}, wenn man Kugeln von 15^{mm} Durchmesser anwendet.

Durch Benutzung kleinerer Kugeln wurde die Schlagweite der Maschine bis auf 2^{cm} und einwenig darüber gebracht, war jedoch auch bei den kleinsten Kugeln nicht über 2,5^{cm} zu bringen. Entfernt man die Elektroden über diese Gränze hinaus, so hört, was meist der Fall ist, die Thätigkeit der Maschine sofort auf, oder es tritt ein ununterbrochener Stromwechsel ein, oder endlich der Strom etablirt sich nur zwischen den Theilen der schrägen Conductoren.

Ist einer der beiden letztern Fälle eingetreten, so kann die Maschine wieder dadurch in Thätigkeit gesetzt werden, dafs man *A* und *B* mit einander leitend verbindet. Im erstern Falle dagegen mufs man selbstverständlich von Neuem erregen; thut man dies sogleich, so kann es mit geringer Mühe dadurch erreicht werden, dafs man das Reibkissen nur einen Augenblick gegen die vordere Scheibe schleifen läfst.

Die Anstellung von Leidener Flaschen vergröfserte diese Schlagweite nicht sonderlich und wurde sogar bei Benutzung gröfserer Formen derselben eine Verminderung der Funkenlänge bemerkt.

Die Lichterscheinungen, welche durch den Funkenstrom hervorgebracht werden, sind ziemlich bedeutend; schon ohne Hülfe von Leidener Flaschen leuchtet derselbe ziemlich stark, ähnlich dem einer gewöhnlichen Influenz-Maschine, mit welcher eine kleine Poggendorff'sche Doppelflasche in Verbindung steht. Bringt man aber zwei kleine Leidener Flaschen, welche ich zu diesem Zwecke aus zwei Reagensgläschen, 13^{cm} hoch und 12^{mm} stark, anfertigte, und sie innen und aufsen 2^{cm} breit belegte, in Verbindung, so wird das Licht blendend hell; ein noch stärkerer Lichteffect wurde erzeugt, wenn ich eine entsprechend belegte Franklin'sche Tafel wie Fig. 11 und 12

Taf. I zeigt, mit einer Belegung auf den Träger der Elektrode *A*, mit der andern aber auf den Messingstift *C* legte.

Leitet man den Funkenstrom durch eine Geifsler'sche Röhre, so wird dieselbe ohne Hilfe von Leidener Flaschen schon ziemlich stark leuchtend. Die Anwendung der Franklin'schen Tafel aber steigerte den Lichteffect derselben dergestalt, dafs er auch bei hellem Tage deutlich sichtbar war.

Die Büschelbildung der Maschine ist gering, und kann nur dann beobachtet werden, wenn eine der Elektroden mit einer Spitze versehen ist.

Die magnetischen Wirkungen sind ziemlich bedeutend, und wurde eine nicht besonders sorgfältig gearbeitete Magnetnadel durch den Strom sofort abgelenkt, sobald man einen gabelförmig gebogenen Draht, welcher mit den Elektroden *A* und *C* in Verbindung stand, über dieselbe hinleitete. Wurde der Strom durch eine gut isolirte Spirale geleitet, so trat natürlich die Ablenkung der Magnetnadel bedeutend stärker hervor. Auch wurde ein Stab aus weichem Eisen, welcher in die Spirale gesteckt war, soweit magnetisch, dafs er Eisenfeilspäne anzog. Ein Elektromagnet, welcher für galvanische Elektricität construirt war, und aus einer kurzen Spirale von starkem nur mit Baumwolle übersponnenen Draht bestand, zeigte wenig Wirkung.

Chemische Wirkungen liefsen sich leicht constatiren, indem in einem Wasserzersetzungs-Apparat, der aus zwei Röhrchen bestand, aus welchen die Spitzen zweier eingeschmolzener Platin-Drähte hervorragten, eine continuirliche Entwickelung von Gasbläschen stattfand, sobald man denselben mit den Elektroden *A* und *C* in Verbindung brachte, und dieselben alsdann von einander entfernte.

Um die chemischen Wirkungen auch anderweitig zu prüfen, tränkte ich ein Stück weifsen Fliefspapiers mit einer Auflösung von Jodkalium und brachte es theils im feuchten, theils im trockenen Zustande in den Funkenstrom. Nach wenig Umdrehungen zeigte sich die Zersetzung des Jods sehr deutlich dadurch, dafs auf dem

Papier ein brauner Fleck von ausgeschiedenem Jod entstand. Dieser Fleck war bei feuchtem Papier kreisförmig sich nach aufsen hin an Farbe bedeutend abschwächend. Bei trockenem Papier erschien ein viel kleinerer, jedoch auch intensiver gefärbter Fleck, und war man im Stande, durch Fortbewegung des in Rede stehenden Papiers eine braune Linie auf demselben hervorzubringen.

Die physiologischen Wirkungen, welche der Strom auf den Körper hervor bringt, sind schon ohne Hilfe der Leidener Flasche für eine einzelne Person unerträglich. Bei Anwendung der Franklin'schen Tafel werden mehre Personen, welche dadurch mit einander in Verbindung stehen, dafs sie sich die Hände geben, unerträglich stark von den Wirkungen gereizt.

Läfst man den Strom, ohne die Franklin'sche Tafel anzuwenden, auf irgend einen Körpertheil übergehen, so erzeugt er ein stechendes, unerträgliches Gefühl, und bringt nach kurzer Zeit an der Berührungsstelle einen brennenden, rothen Fleck hervor. Auch die Bildung des Ozons ist sehr bedeutend; doch war es mir unmöglich, die Menge desselben zu messen.

Die zündende Kraft des Stromes übertraf meine Erwartung. Ein Streichhölzchen gewöhnlicher Art geräth fast augenblicklich in Flammen, sobald man es zwischen A und C bringt; es ist hierbei durchaus nicht nöthig, eine der Kugeln zu entfernen. Ein schwedisches Zündhölzchen, welches an einem geheizten Ofen nicht Feuer fangen wollte, entzündete sich nach einigen Umdrehungen mit einer kleinen Explosion; stark getrocknetes, weifses Seidenpapier, geräth, wenn auch schwierig, zwischen A und C in Flammen. Alkohol und andere leicht entzündliche Flüssigkeiten werden, ohne dafs man nöthig hat, sie zu erwärmen, entzündet. Dagegen war es völlig unmöglich, Schiefspulver und ein Gemisch aus einem Theil Schwefel und 3 Theilen chlorsaurem Kali zu entzünden. Das Letztere wurde, wenn man den Funkenstrom darauf leitete, nach allen Richtungen hin zerstreut. Die Entzündung gelang erst dann, als diesem Gemisch etwas Schwefelantimon zugesetzt wurde.

Nachdem ich hiemit die Wirkungen dieser Maschine genügend berücksichtigt zu haben glaube, will ich noch einige andere merkwürdige Erscheinungen derselben anführen.

Entfernt man den Draht ee', welcher die Elektroden A und B mit einander verbindet, und nimmt die obere Hälfte des vorderen schrägen Conductors x weg, so tritt ein fortdauernder Stromwechsel ein, welcher gegen die Rotation der vorderen Scheibe zu verlaufen scheint. Dieselbe Erscheinung zeigt sich, wenn man statt der oberen die untere Hälfte des Conductors x' wegnimmt. Entfernt man aber beide Kämme desselben, so werden alle Elektroden-Conductoren entgegengesetzt stark elektrisch, vorausgesetzt, dafs sich ihre Elektroden mit einander berühren. Der schräge Conductor yy' der hinteren Scheibe verhält sich hierbei völlig passiv, und kann daher auch ohne die nun eingetretene Wirkung der Maschine zu stören, theilweise, oder auch ganz entfernt werden. Um sich aber zu überzeugen, dafs zwischen den Conductoren der Elektroden ein Strom beider Elektricitäten circulirt, darf man nur, nachdem man den Draht ee' weggenommen, die letzteren ein wenig von einander entfernen. Man erhält alsdann zwischen A, C und B einen Funkenstrom, welcher mit Rücksicht auf Quantität den einer gewöhnlichen Influenz-Maschine dieser Art um das Doppelte übertrifft. Entfernt man die Elektroden hiebei über ein gewisses Maximum von einander, so hört sofort die Thätigkeit der Maschine auf, oder es tritt ein beständiger Stromwechsel ein. Die Maschine kann nur dann bei günstigem Wetter dadurch wieder in Thätigkeit gebracht werden, dafs man die Elektroden möglichst schnell unmittelbar mit einander verbindet. Werden aber nur A und C mit einander in Verbindung gebracht, und die Maschine mittelst des Reibkissens bei x erregt, siehe Fig. 10, Taf. I, so etablirt sich der entstehende Strom nur zwischen den oberen Theilen der schrägen Conductoren und den Conductoren der Elektrode A, während alle übrigen völlig passiv bleiben.

Ich habe diese Erscheinungen absichtlich darum vorgeführt, weil sie bei der Aufstellung einer Theorie dieser Art von Influenz-Maschinen jedenfalls zu berücksichtigen sind.

Wenn diese neue Construction noch etwas zu wünschen übrig läſst, so sind es vornehmlich drei Uebelstände, welche beseitigt werden müssen, nämlich, 1) daſs dieselbe eine zu geringe Schlagweite hat und 2) daſs sie sogleich auſser Thätigkeit kommt, sobald man die Elektroden *A* und *C* über ein gewisses Maximum von einander entfernt.

Der erste dieser Uebelstände wird sich wohl nie beseitigen lassen, da er, wie ich meine, in der Unfähigkeit des Glases die Elektricität vollkommen zu isoliren, seinen Grund hat [1]).

Was den zweiten Uebelstand betrifft, so wäre es wohl möglich durch so genannte überzählige Conductoren eine Verbesserung herbeizuführen.

Als dritter Uebelstand der Maschine läſst sich anführen, daſs man dieselbe stets von neuem erregen muſs, sobald sie sich einige Zeit auſser Thätigkeit befindet. Diese Zeit ist bei feuchtem Wetter sehr gering, und beträgt selbst bei gutem Wetter kaum einige Minuten; sie läſst sich ein wenig dadurch verlängern, daſs, wenn sich die Scheiben auſser Rotation befinden, die Elektroden geschlossen bleiben.

Die wirkliche quantitative Leistung dieser Maschine glaube ich auf das Vierfache einer gewöhnlichen dieser Art angeben zu können und dies, sowie auch der Umstand, daſs sie sich aus der Construction, welche ich früher in diesen Annalen angegeben habe, sehr leicht herstellen, sowie auch in diese zurück verwandeln läſst, dürften es wohl rechtfertigen, wenn ich vorliegende Arbeit der Oeffentlichkeit übergebe.

1) Ein zur Erreichung dieses Zwecks vorgeschlagenes Mittel, die Scheiben mit Schellackfirniſs zu überziehen, bot keine besonderen Vortheile und erschwerte nur die Erregung der Maschine mittelst des Reibkissens.



VII. *Analyse des Meteoreisens von Ovifak in Grönland; von F. Wöhler.*

(Aus d. Göttinger Nachrichten 1872 No. 11 vom Hrn. Verf. mitgetheilt.)

Gleich wie man in andern wenig besuchten Gegenden der Erde Massen von gediegenem Eisen findet, deren kosmischer Ursprung ganz unzweifelhaft ist durch die Art ihres Vorkommens und durch die gleiche mineralogische und chemische Beschaffenheit, die sie mit Eisenmassen, deren Herabfallen man beobachtet hat, und mit dem metallischen Eisen in den Stein-Meteoriten gemein haben, so hat man schon früher auch in Grönland solche Eisenmassen gefunden, und unter Anderen berichten schon Rofs und Sabine dafs sie bei den Eskimos an der Baffinsbay verschiedene eiserne Geräthschaften gefunden haben, welche jene nach ihrer Beschreibung von zwei grofsen, 100 Meilen weit nördlich von der Insel Disko am Strande des Cap York liegenden, bis jetzt noch nicht aufgesuchten Blöcken genommen und die sich durch ihren Nickelgehalt als Meteoreisen erwiesen. Aber der merkwürdigste und gröfste Fund ist im Jahre 1870 von Professor A. E. Nordenskjöld in Grönland, auf der Insel Disko in der Baffinsbay zwischen dem 69. und 70. Breitegrad, gemacht worden. Nachdem er Grönländer mit der Aufsuchung solcher Massen beauftragt und auf deren Auffindung eine Belohnung gesetzt hatte, bekam er endlich in Godhavn die Nachricht, dafs sich solche bei Ovifak auf der südlichen Seite der Insel Disko fänden. Er war so glücklich, unmittelbar an dem Fundorte zu landen und hier den gröfsten Meteoriten, der je gefunden worden ist, zu entdecken. Aufser diesem fanden sich ganz nahe dabei noch zwei andere grofse und eine Menge kleinerer Eisenmassen. Die grofsen lagen dicht am Strande zwischen Ebbe und Fluth unter abgerundeten Granit- und Gneisblöcken am Fufse eines hohen Basalt-

rückens [1]). Sie wurden später durch ein von der schwedischen Regierung abgesandtes Schiff nach Europa gebracht. Der gröfste Block, der nach Nordenskjöld's Beschreibung auch im Aeufseren ganz den Habitus eines Meteoriten hat und selbst die eigenthümlichen, Eindrücken ähnlichen Vertiefungen zeigt, befindet sich jetzt im Reichsmuseum zu Stockholm. Sein Gewicht wird auf 50,000 Pfund geschätzt; das der beiden andern grossen auf 20,000 und 9000 Pfund. Das Gesammtgewicht der übrigen kleineren beträgt 1484 Pfund. Zum Theil sind sie mit einem dunkeln trappähnlichen Gestein verwachsen, und die meisten kleineren haben die für Sammlungen leidige Eigenschaft, unter Sauerstoff-Absorption an der Luft zu einer aus rostigen Eisenkörnern bestehenden Masse zu zerfallen.

Theils von Nordenskjöld selbst, theils von andern schwedischen Chemikern sind bereits zahlreiche Analysen davon gemacht worden, die alle die dem Meteoreisen charakteristischen Bestandtheile: Nickel, Kobalt, Phosphor, Einfach-Schwefeleisen, eine ungewöhnlich grofse Menge von Kohlenstoff und aufserdem in einigen eine organische Materie nachgewiesen haben. Einige dieser Analysen sind bereits in der oben genannten Schrift enthalten, andere werden in einer demnächst erscheinenden ausführlichen Abhandlung publicirt werden, die auch Nordenskjöld's Beweise für den von mancher Seite bezweifelten kosmischen Ursprung dieser Massen und die Gründe gegen den terrestrischen enthalten wird.

Ausser diesem an sich schon so merkwürdigen Fund machte er die Entdeckung, dafs, nur wenige Meter von jener Fundstelle entfernt, aus der Basaltbreccie ein trappähnliches, vom Basalt auch in der Zusammensetzung wesentlich verschiedenes Gestein hervorragt, welches, aufser einzelnen Eisenkörnern und Kugeln, eine mehrere Zoll breite und einige Fufs lange Ader von metallischem Eisen enthält. Diese Masse betrachtet er mit gröfster Wahrschein-

1) Das Nähere siehe in Nordenskjöld's *Redogörelse för en Expedition till Grönland.* Stockholm 1871.

lichkeit ebenfalls als einen Eisen-Meteoriten, der von einer aus einem Silicat-Gestein bestehenden Schale umgeben ist.

Unter den verschiedenen Proben von Ovifak-Eisen, welche ich der Liberalität des Prof. Nordenskjöld verdanke, befindet sich auch ein über 900 Grm. schweres Stück von dem letztgenannten Eisen aus dem schwarzen Silicatgestein. Gern entsprechend dem Wunsche seines Entdeckers, dessen ganze Zeit gegenwärtig durch die grofsen Vorbereitungen zu der neuen Polar-Expedition in Anspruch genommen ist, habe ich die Analyse dieses letzteren Eisens vorgenommen und theile ich dem Folgenden die erhaltenen Resultate mit.

Diese Masse hat das Ansehen von grauem Roheisen. Sie ist vollkommen metallglänzend, von grauer Eisenfarbe und krystallinischem, halb blättrigem, halb kleinkörnigem Bruch. Sie ist sehr hart, durchaus nicht geschmeidig, ziemlich leicht pulverisirbar und polarmagnetisch. Sie ist passiv, das heifst sie reducirt kein Kupfer aus Vitriollösung; wird sie aber unter der Lösung mit gewöhnlichem Eisen berührt, so wird sie sogleich verkupfert. Ihr spec. Gewicht ist 5,82 bei + 20° C. Eine angeschliffene Fläche zeigt, dafs sie aus einer dunkleren Grundmasse besteht, in der ein Netzwerk von einem weifsen, stark glänzenden Metall eingesprengt ist. An der Luft ist sie ganz unveränderlich. Auf der einen Seite des Exemplars sitzt noch ein Stück Silicatgestein.

Nordenskjöld hatte bereits gefunden, dafs Fragmente von der gröfsten Masse beim Glühen ein sehr grofses Volumen eines Gases entwickelten, dessen Natur aber nicht näher untersucht wurde. Demselben Versuche unterwarf ich das in Rede stehende Eisen. In einem luftleer gemachten eisernen Rohr bis zum Glühen erhitzt, entwickelte es mehr als das 100 fache seines Volums eines undeutlich riechenden, mit blauer Flamme brennbaren Gases. Dieses Gas war Kohlenoxydgas gemengt mit wenig Kohlensäuregas. Hieraus ging hervor, dafs dieses Eisen eine beträchtliche Menge Kohle und zugleich eine Sauerstoff-Verbindung

enthält, auch dafs es ursprünglich keiner hohen Temperatur ausgesetzt gewesen sein kann. Nach dem Glühen waren die Eisenstückchen viel heller geworden, ohne aber ihre Festigkeit verloren zu haben, und wurden von Salzsäure viel leichter aufgelöst, als zuvor, hinterliefsen aber dabei noch Kohle.

Zur Bestimmung des Sauerstoffgehalts wurde es in einem Glasrohr in getrocknetem Wasserstoffgas erhitzt. Es bildete sich eine Menge Wasser und es verlor 11,09 Proc. an Gewicht, d. h. es enthält 11,09 Proc. Sauerstoff.

Von Salzsäure wird es nur langsam und nur theilweise aufgelöst unter Entwickelung eines anfangs nach Schwefelwasserstoff, später nach Kohlenwasserstoff riechenden Wasserstoffgases unter Zurücklassung einer ansehnlichen Menge eines schwarzen, körnigen, magnetischen Pulvers, auf welches kalte Salzsäure nicht wirkt, welches aber in der Wärme aufgelöst wird unter Entwickelung eines übel riechenden kohlehaltigen Wasserstoffgases und unter Zurücklassung von theils amorpher rufsartiger Kohle, theils von schwach glänzenden Kohlenstückchen, die ungefähr das Ansehen von Coaksstückchen haben und fast ohne Rückstand verbrennbar sind. Diese Lösung enthält, wie die kalt entstandene, aufser Eisen, Nickel und Kobalt.

Wird das gepulverte Eisen mit concentrirtem Eisenchlorid digerirt, so löst sich ohne alle Gasentwickelung ein Theil auf und es bleiben gegen 30 Proc. ungelöst. Dieser schwarze Rückstand ist in Salzsäure unlöslich. Nach dem Trocknen bei 200° in trocknem Wasserstoffgas geglüht, bildete er Wasser und verlor 19 Proc. an Gewicht. Nun wurde er von Salzsäure mit grofser Heftigkeit unter Entwickelung von Schwefelwasserstoff und Zurücklassung von fast reiner Kohle aufgelöst. Diese war theils pulverig, theils erschien sie unter dem Mikroskop in Form von graphitähnlichen Stückchen. Von Salzsäure und von Eisenchlorid scheint also aus diesem Eisen nur das freie Metall, und nicht das mit Sauerstoff und mit Schwefel verbundene aufgelöst zu werden.

Der gesammte Kohlenstoffgehalt in diesem Eisen wurde auf diese Weise, durch Behandlung mit Eisenchlorid, zu 3,73 Proc. gefunden.

Zur Controle wurde das fein geriebene Eisen nach Art einer organischen Analyse mit Kupferoxyd und Sauerstoffgas verbrannt. Hierdurch wurden 3,69 Proc. Kohlenstoff gefunden [1]).

Der an verschiedenen Stellen ohne Zweifel variirende Schwefelgehalt wurde durch Schmelzen des fein geriebenen Eisens mit einem Gemenge von kohlensaurem Natron und Salpeter als schwefelsaurer Baryt bestimmt. Es wurden 2,82 Proc. Schwefel gefunden. — Auf ähnliche Weise wurde der Phosphorgehalt bestimmt.

Nach dem Mittel aus mehreren Analysen enthält dieses Eisen:

Eisen	80,64
Nickel	1,19
Kobalt	0,47
Phosphor . . .	0,15
Schwefel . . .	2,82
Kohle	3,69
Sauerstoff . . .	11,09
	100,05

Aufserdem enthält es Spuren von Kupfer und Chrom und an ungleichen Stellen variirende kleine Mengen eines weifsen, Thonerde, Kalk und Magnesia enthaltenden Silicats.

Es ist schwer zu sagen und mufs vorläufig unentschieden bleiben, in welchem Verhältnifs der unerwartete Sauerstoffgehalt in dieser Masse mit Eisen verbunden ist. In Betracht ihrer homogenen Beschaffenheit und ihres krystallinischen Gefüges könnte man vermuthen, dafs sie aus einer bis jetzt unbekannten Oxydationsstufe des Eisens, aus einem Suboxydul, Fe^2O, bestehe; aber dies ist nicht mit dem analytischen Resultat in Einklang zu bringen, es würde dann kein Eisen für den Schwefel und den Kohlenstoff übrig seyn.

1) Analyse von Dr. Jannasch.

Es bleibt also nur übrig anzunehmen, dafs sie entweder Eisenoxydul oder Eisenoxyd oder Oxyd-Oxydul enthalte. An Eisenoxydul würde sie 49,9 Proc., an Eisenoxyd 36,9, an Oxyd-Oxydul 41,2 Proc. enthalten.

Da das Oxyd-Oxydul, das Magneteisenerz, zu den verbreitetsten Eisenerzen gehört und da Nordenskjöld in einem anderen Ovifak-Eisen wirkliche Octaëder von Magnetit gefunden hat, Eisenoxyd neben metallischem Eisen auch weniger annehmbar ist, so könnte man vorläufig als am wahrscheinlichsten annehmen, dafs dieser Meteorit ein inniges Gemenge von Magneteisenerz und metallischem Eisen sey, enthaltend aufserdem Phosphor- Nickel- und Kobalteisen, Schwefeleisen, Kohlenstoffeisen und freie Kohle. Hiernach würde er enthalten:

Eisen	46,60
Eisenoxyd-Oxydul	40,20
Nickel	1,19
Kobalt	0,47
Phosphor	0,15
Kohle	3,69
Einfach-Schwefeleisen	7,75
	100,05

Dafs diese Masse beim Glühen nicht allen Sauerstoff und allen Kohlenstoff als Kohlenoxyd verliert, dürfte daraus zu erklären seyn, dafs letzterer zum Theil frei und in festen Stückchen darin enthalten ist, und dafs vielleicht nur der chemisch gebundene, als Kohlenstoffeisen dem Magnetit innig beigemengte und damit in Berührung befindliche als Kohlenoxydgas weggeht.

VIII. *Ueber die Identität des sogenannten unreifen Bernsteins mit dem Krantzit;* *von Prof. H. Spirgatis in Königsberg.*

Ich habe vor einiger Zeit darauf hingewiesen [1]), daſs der sogenannte unreife Bernstein, welcher bisweilen unter dem ostpreuſsischen Bernstein gefunden wird, hinsichtlich seiner physikalischen Merkmale, sowie seines Verhaltens zu Lösungsmitteln eine gewisse Aehnlichkeit mit dem von Bergemann [2]) beschriebenen und untersuchten *Krantzit* zeige, der ursprünglich ebenfalls für eine Art Bernstein gehalten wurde.

Nachdem mir nunmehr der hiesige Geologe, Hr. Prof. Berendt, welchem ich bereits den unreifen Bernstein verdanke, auch eine Quantität Krantzit zur Verfügung gestellt und dadurch eine vergleichende Untersuchung beider Fossile ermöglicht hat, vermag ich dieselben für identisch zu erklären, insoweit annähernd gleiche physikalische und chemische Eigenschaften dazu berechtigen. Denn von absoluter Uebereinstimmung kann hier keine Rede seyn. Selbs Bruchstücke, welche von ein und demselben Exemplar des einen oder andern Minerals entnommen sind, differiren nicht unbeträchtlich bezüglich ihres specifischen Gewichts, ihres Aschengehalts, ihrer elementaren Zusammensetzung u. s. w., was ohne Zweifel daher kommt, daſs diese Fossile Gemenge mehrerer Verbindungen sind und ungleich vertheilte Quantitäten von Verunreinigung enthalten. Die geringe Menge Material aber, welche mir zu Gebote stand, gestattete es nicht, eine Trennung in die näheren Bestandtheile zu versuchen. Der ganze Fund an unreifem Bernstein betrug ein etwa halbfaust groſses Stück und der gröſste Theil davon ist der geologischen Sammlung der

1) Sitzungsbericht der Königl. Bayrischen Akademie der Wissenschaften vom 6. Mai 1871.

2) Journal für praktische Chemie, Bd. 76, S. 65.

hiesigen physikalisch-ökonomischen Gesellschaft einverleibt worden.

Der mir übergebene Krantzit besafs genau das Aussehen und die Consistenz des ostpreufsischen Harzes. Auch sein Verhalten zu Lösungsmitteln, wie Weingeist, Aether, Terpentinöl, Chloroform, Schwefelkohlenstoff, Steinöl, Benzol, und zu Alkalien ist ganz dasselbe. Schwefelsäure verkohlt und löst ihn unter Braunfärbung wie den unreifen Bernstein.

Sein specifisches Gewicht fand ich bei einem Versuche zu 0,9822, bei einem zweiten zu 0,9845; das des ostpreufsischen Harzes schwankte von 0,9344 bis 1,0244 [1]).

Abweichend von Bergemann, der angiebt, dafs der Krantzit bei 288° eine dünne Flüssigkeit bilde, begann der meinige, wie der unreife Bernstein, erst über 300° zu schmelzen. Beim Erhitzen an der Luft verbrennen beide Fossile mit leuchtender, rufsender Flamme unter Verbreitung eines eigenthümlichen Geruchs. Den Aschengehalt fand ich in dem ostpreufsischen Mineral von 0 bis 0,33 schwankend; im Krantzit vermochte ich, wie Bergemann, keine Asche nachzuweisen und ebenso wenig Stickstoff, während der unreife Bernstein eine kleine, wohl zufällige Menge davon enthält [1]). In beiden Harzen war keine Bernsteinsäure wahrzunehmen.

1) 0,1448 Grm.	des lufttrockenen ostpreufsischen Harzes lieferten resp. nach Abzug der Asche	. . . .	0,4567 CO_2 und 0,1424 H_2O
2) 0,1357 Grm.	do.	do.	0,3876 CO_2 und 0,1237 H_2O
3) 0,1306 Grm.	do.	do.	0,3777 CO_2 und 0,1193 H_2O.

1) Bergemann fand für den Krantzit ein specifisches Gewicht von 0,968.

2) Spirgatis, Sitzungsberichte der Königl. Bayrischen Akademie.

	1.	2.	3.
C	86,02 [1]	77,89	78,87
H	10,93	10,13	10,15

4) 0,1200 Grm. lufttrockener Krantzit geben . . . . . . 0,3523 CO_2 und 0,1092 H_2O

5) 0,1356 Grm. do. do. 0,3900 CO_2 und 0,1234 H_2O

6) 0,1341 Grm. do. do. 0,3898 CO_2 und 0,1239 H_2O.

	4.	5.	6.
C	80,07	78,43	79,27 [2]
H	10,11	10,11	10,26

IX. *Einige Versuche über die Umwandlung der lebendigen Kraft in Wärme; von Hrn. Volpicelli.*

(*Compt. rend. T. LXXIII, p.* 492.)

Es ist veröffentlicht worden, dafs man eine Temperatur-Erniedrigung erhalte, wenn man Luft, die in einem zweckmäfsigen Behälter comprimirt worden, gegen eine Fläche der thermo-elektrischen Säule ausströmen lasse.

1) Ich halte diese hohe, von den anderen beiden Analysen abweichende Kohlenstoffzahl für keinen Versuchsfehler, sondern ebenfalls für bedingt durch die ungleichartige Zusammensetzung des Fossils.

2) Diese Verbrennung hat fast genau dieselben Zahlen ergeben, welche von Bergemann erhalten wurden, als er das Material zum beginnenden Schmelzen erhitzte, das Schmelzproduct mit Weingeist auszog und nur den in Weingeist unlöslichen Rückstand verbrannte. Er erhielt:

79,25 Kohlenstoff und
10,41 Wasserstoff.

Um diese Angabe zu prüfen, comprimirte ich Luft in einem cylindrischen Behälter bis zu vier Atmosphären, und liefs sie dann, nachdem die Compressionswärme entwichen war, durch Oeffnung eines Hahnes gegen eine der Flächen einer Thermosäule ausströmen, die mit einem Reflexionsgalvanometer verbunden war. Solchergestalt erhielt ich drei verschiedene und beträchtliche Resultate. Lag der Anfang des Luftstromes etwas nahe an der getroffenen Fläche der Säule, so fand eine *Temperatur-Erhöhung* statt. Lag er hinreichend entfernt von dieser Fläche, so erfolgte eine *Temperatur-Erniedrigung*. Und hatte er eine intermediäre Lage, so war die Temperatur-Veränderung *Null*; d. h. das von dem Spiegel an der astatischen Nadel reflectirte Bild blieb unbeweglich [1]).

Dieselben drei Resultate erhält man auch, wenn man mittelst eines gewöhnlichen Blasebalges Luft gegen eine Fläche der Säule treibt. Nur ist dann die Zu- und Abnahme der Temperatur, in Folge der geringeren Compression der Luft, weniger intensiv als bei dem vorhergehenden Versuch.

Ich erhielt auch dieselben Resultate, als ich die Luft mittelst eines Centrifugalventilators austrieb, jedoch mit geringer Intensität, da er die Luft nur sehr wenig comprimirt.

Diese drei Resultate sind eine nothwendige Folge der neueren thermodynamischen Theorie. In der That sind bei diesen Versuchen die Ursachen der Temperaturvariationen dreierlei Art, die eine besteht in der Zerstörung der lebendigen Kraft der Luft oder der *äufseren* Arbeit; die zweite in der *inneren* Arbeit, ausgeübt von den Luftmolekülen, welche sich in den Poren der Metalle der Säule condensiren müssen; und die dritte in einer, gleichfalls

1) Auf der Ausdehnung von comprimirter, dann abgekühlter und nun in einen grofsen Behälter ausströmender Luft beruht bekanntlich die von Hrn. Civil-Ingenieur S. Windhausen in Braunschweig erfundene, sehr wirksame Eismaschine, die patentirt, und mehrfach im Grofsen ausgeführt worden ist. [P.]

äufseren Arbeit, ausgeübt von diesen Molekülen, welche sich auf ihrer Bahn ausdehnen müssen. Die beiden ersten Ursachen bewirken eine Erhöhung, die dritte eine Erniedrigung der Temperatur.

Hienach sieht man, dafs man eins der von mir beobachteten drei Resultate erhalten mufs, je nachdem die Effecte der beiden ersten Ursachen gröfser oder kleiner oder eben so grofs sind als der umgekehrte Effect der dritten Ursache.

Entfernt man successive die Quelle des Luftstroms, so trifft man anfangs einen Nullpunkt der Temperaturzunahme, dann eine Abnahme derselben; vergröfsert man die Entfernung, so wird ihrerseits die Temperatur-Abnahme Null. Daraus mufs man schliefsen, dafs zwischen diesen beiden, den Nullpunkten der Temperaturveränderung entsprechenden Entfernungen ein durch die Säule zu beobachtendes Maximum der Temperatur-Abnahme liegen mufs.

Wäre es möglich, die Luft gegen die Säule zu treiben ohne sie zu comprimiren und ohne dafs sie sich also ausdehnen könnte, so würde man alle durch die *beiden* ersten Ursachen erzeugte Wärme haben können. Diese Bedingungen sind aber nicht zu verwirklichen, weil die Luft beim Forttreiben immer eine Compression, und darauf eine Verdünnung erleidet.

Um einer zahlreichen Zuhörerschaft auf eine neue Art zu beweisen, dafs die zerstörte lebendige Kraft sich in Wärme verwandelt, schofs ich mittelst einer Windbüchse aus einer Entfernung von 10 Metern eine Phosphorkugel gegen eine Wand; dabei entzündete sich die Kugel nur im Moment, da sie aufschlug, nicht während ihrer Bahn durch die Luft.

Bei einem zweiten, mittelst eines Reflexions-Thermomultiplicator angestellten Versuch liefs ich einen soliden Körper auf die Thermosäule fallen, so dafs er die Löthstellen einer ihrer Flächen stofsen mufste. Man sieht dann das von dem kleinen Spiegel reflektirte Bild mehre Grade auf der entfernten Skale durchlaufen, und eine Temperatur-

Erhöhung anzeigen. Dieser Versuch ist rascher und einfacher als der, welchen man beschrieben hat, wo man einen Körper mehrmals aus einer gewissen Höhe herabfallen läfst und darauf mit der Säule in Berührung setzt.

X. *Ueber die von Hrn. Tait erhobenen Einwände gegen meine Behandlung der mechanischen Wärmetheorie; von R. Clausius.*

Hr. Tait hat auf meine Bemerkungen zur Geschichte der mechanischen Wärmetheorie[1]) eine Antwort veröffentlicht[2]), welche der Sache eine für mich angenehme Wendung giebt. Er bestreitet nämlich darin nicht die Priorität meiner Untersuchungen, sondern ihre Richtigkeit. Demnach handelt es sich jetzt nicht mehr um historische und persönliche Auseinandersetzungen, sondern um wissenschaftliche Erläuterungen, die, wegen der Wichtigkeit des Gegenstandes, den sie betreffen, vielleicht nicht ohne allgemeineres Interesse seyn dürften. Ich will daher auch von dem etwas gereizten Tone der Antwort ganz absehen, und nur ihren sachlichen Inhalt in Betracht ziehen.

Der von mir zum Beweise des abgeänderten Carnot'schen Satzes angewandte Grundsatz, *dafs die Wärme nicht von selbst aus einem kälteren in einen wärmeren Körper übergehen kann*, war, wie ich schon in meinem vorigen Artikel erwähnt habe, von W. Thomson sofort als richtig anerkannt, und ist seitdem von vielen anderen Autoren ebenfalls zu dem gleichen Beweise benutzt worden. Hr. Tait dagegen erklärt ihn jetzt für falsch.

Von den beiden von ihm zur Widerlegung des Satzes angeführten Erscheinungen will ich zunächst diejenige

1) Januarheft dieser Annalen S. 132.
2) Märzheft dieser Annalen S. 496.

besprechen, von welcher er sagt, dafs sie einen ausgezeichneten Beweis für die Unrichtigkeit des Grundsatzes liefere. Es ist nämlich die Erscheinung, dafs eine thermo-elektrische Batterie, bei welcher der Siede- und Gefrierpunkt des Wassers als Temperaturen der Löthstellen angewandt werden, im Stande ist, einen feinen Draht zum Glühen zu bringen.

Ich selbst habe eine Abhandlung geschrieben, in welcher ich die mechanische Wärmetheorie auf die thermoelektrischen Erscheinungen angewandt habe [1]). Darin habe ich gezeigt, dafs ein thermo-elektrisches Element (und natürlich ebenso eine thermo-elektrische Batterie) sich mit einer Dampfmaschine vergleichen läfst, indem die erwärmte Löthstelle dem Kessel und die kalte Löthstelle dem Condensator entspricht. An der warmen Löthstelle wird einem Wärmereservoir, dessen Temperatur wir t_1 nennen wollen, Wärme entzogen, und an der kalten Löthstelle wird an ein anderes Wärmereservoir, dessen Temperatur t_0 heifsen möge, Wärme abgegeben. Die abgegebene Wärmemenge ist aber etwas geringer, als die aufgenommene, und wir wollen daher die abgegebene Wärmemenge für die Zeiteinheit mit Q und die aufgenommene mit $Q+q$ bezeichnen. Der eine Theil q der letzteren Wärmemenge wird zu der für die Erzeugung des elektrischen Stromes nöthigen Arbeit verbraucht, und der andere Theil Q geht aus einem Körper von der Temperatur t_1 in einen anderen von der Temperatur t_0 über.

Wenn man die Arbeit, welche von einer Dampfmaschine geleistet wird, dazu verwendet, um Reibungswiderstände oder sonstige passive Widerstände zu überwinden, so verwandelt sie sich dabei wieder in Wärme und kann unter geeigneten Unständen eine Temperatur erzeugen, die weit über der des Dampfkessels liegt. Ebenso kann bei der thermo-elektrischen Batterie die Arbeit, welche geleistet werden mufste, um die Elektricität in Bewegung zu setzen,

1) Diese Annalen Bd. 90, S. 513 und Abhandlungen über die mechanische Wärmetheorie Bd. II, S. 175.

sich bei der Ueberwindung von Leitungswiderständen wieder in Wärme verwandeln, und kann auch hier unter geeigneten Umständen eine Temperatur erzeugen, die viel höher ist, als diejenige der erwärmten Löthstellen. Es kann z. B., wie Hr. Tait anführt, wenn die erwärmten Löthstellen nur die Temperatur des siedenden Wassers haben, ein Draht bis zum Glühen erhitzt werden.

Bezeichnen wir die Temperatur, welche der Draht annimmt, und welche dann beliebig lange constant erhalten werden kann, mit t_2, so können wir sagen: ein Theil derjenigen Wärmemenge q, welche in der Batterie zu Arbeit verbraucht wird, kommt in einem anderen Körper von der Temperatur t_2 wieder als Wärme zum Vorschein. Da nun jene zu Arbeit verbrauchte Wärme aus einem Wärmereservoir von der Temperatur t_1 herstammt, so erhalten wir als ein Resultat des Processes den Uebergang einer gewissen Wärmemenge aus einem Körper von der Temperatur t_1 in einen Körper von der höheren Temperatur t_2.

Die Frage, um deren Entscheidung es sich handelt, ist nun die, ob dieser Wärmeübergang von niederer zu höherer Temperatur *von selbst* stattgefunden hat.

Unter der kurzen Bezeichnung *von selbst* verstehe ich, wie ich es vielfach erläutert habe, *ohne gleichzeitiges Eintreten einer anderen als Compensation dienenden Veränderung*. Sofern wir es mit Kreisprocessen zu thun haben, giebt es zwei Arten von Veränderungen, welche als Compensation dienen können, nämlich erstens den Uebergang von Wärme aus einem wärmeren in einen kälteren Körper, und zweitens den Verbrauch von Arbeit oder, bestimmter ausgedrückt, die Verwandelung von Arbeit in Wärme.

Betrachten wir nun unter diesem Gesichtspunkte unsere thermo-elektrische Batterie mit dem dünnen Leitungsdrahte, welcher zum Glühen gebracht wird, so sehen wir, daſs zwar die Wärmemenge q zum Theil von der Temperatur t_1 zur höheren Temperatur t_2 übergeht, daſs aber gleichzeitig die andere Wärmemenge Q von der Temperatur t_1 zur *niederen* Temperatur t_0 übergeht. Dieser letztere

Wärmeübergang bildet die Compensation des ersteren, und wir dürfen daher nicht sagen, der erstere Wärmeübergang habe *von selbst* stattgefunden.

Der hier besprochene Fall ist so einfach und klar, dafs man ihn als ein ganz geeignetes Beispiel zur Erläuterung und Bestätigung meines Grundsatzes wählen könnte, und gerade diesen Fall hat Hr. Tait zum Beweise seiner Unrichtigkeit ausgewählt.

Als anderen Fall, welcher meinem Grundsatze widersprechen soll, führt Hr. Tait eine thermo-elektrische Kette an, in welcher die heifse Löthstelle eine Temperatur hat, die höher ist, als der neutrale Punkt. Es handelt sich also um eine solche thermo-elektrische Kette, bei welcher durch gesteigerte Erwärmung der einen Löthstelle der Strom nicht fortwährend verstärkt wird, sondern wo der Strom von einer gewissen Temperatur an wieder abnimmt und bei noch weiterer Steigerung der Temperatur sogar seine Richtung ändern kann.

Diese Erscheinung habe ich ebenfalls in meiner oben citirten Abhandlung schon besprochen. Ich habe sie durch die Annahme zu erklären gesucht, dafs in einem der beiden Metalle, aus denen eine solche Kette besteht (oder auch in allen beiden), durch die Temperaturveränderung eine Aenderung des Molekularzustandes veranlafst wird, welche bewirkt, dafs der veränderte Theil des Metalles sich zum unveränderten Theile in elektrischer Beziehung so verhält, wie zwei verschiedene Metalle. Sobald eine Aenderung dieser Art eingetreten ist, wirken nicht nur an den Berührungsstellen verschiedener Metalle, sondern auch da, wo verschieden beschaffene Theile desselben Metalles sich berühren, elektromotorische Kräfte. Demnach wird nicht blos an den Löthstellen, sondern auch an anderen Stellen, welche sich im Innern der einzelnen Metalle befinden, Wärme erzeugt oder verbraucht, und wir müssen daher, um alle vorkommenden Wärmeübergänge zu bestimmen, nicht blos die Temperaturen der Löthstellen,

sondern auch die Temperaturen jener anderen Stellen berücksichtigen.

Dadurch wird natürlich die Sache complicirter. Auch haben wir von den erwähnten Veränderungen, obwohl ihr Vorhandensein in einzelnen Fällen schon nachgewiesen ist, doch noch zu wenig specielle Kenntnisse, um alle in einer solchen Thermokette stattfindenden Vorgänge in's Einzelne verfolgen zu können. Indessen wird man nicht in Abrede stellen, daſs in der von mir gemachten Annahme wenigstens die Möglichkeit einer Erklärung liegt, und jedenfalls wird man zugeben, daſs eine Erscheinung, bei welcher noch *unbekannte* Umstände mitwirken, nicht geeignet ist, als Beweismittel für oder gegen einen aufgestellten Satz zu dienen.

Zuletzt sagt Hr. Tait in seiner Antwort noch, daſs ich durch die Einführung der Begriffe der *inneren Arbeit* und der *Disgregation* der Wissenschaft Schaden zugefügt habe.

Was Hr. Tait gegen den Begriff der *inneren Arbeit* hat, ist mir nicht verständlich. Seit ich in meiner ersten Abhandlung über die mechanische Wärmetheorie, die von der Wärme bei der Zustandsänderung eines Körpers geleistete Arbeit in *äuſsere* und *innere* Arbeit unterschieden und dann gezeigt habe, daſs diese beiden Arbeitsgröſsen in ihrem Verhalten wesentlich von einander abweichen, ist diese Unterscheidung, soviel ich weiſs, von allen Autoren, welche über die mechanische Wärmetheorie geschrieben haben, in gleicher Weise angewandt.

Was ferner den Begriff der *Disgregation* anbetrifft, so sind gerade jetzt von Boltzmann und mir Untersuchungen veröffentlicht, durch welche dieser Begriff eine allgemeine mechanische Bedeutung gewinnt, und wenn die hierauf bezüglichen Untersuchungen auch noch nicht abgeschlossen sind, so glaube ich doch, daſs sie schon jetzt erkennen lassen, daſs die Einführung dieses Begriffes durch die Natur der Sache geboten war.

Schlieſslich möchte ich mir erlauben, die Punkte, auf welche die Einwürfe des Hrn. Tait sich beziehen, noch

einmal ausdrücklich zu constatiren, um dadurch jeder späteren Verschiebung des Standpunktes vorzubeugen. Hr. Tait behauptet 1) der Satz, daſs die Wärme nicht von selbst aus einem kälteren in einen wärmeren Körper übergehen kann, sey falsch, und 2) die Einführung dessen, was ich *innere Arbeit* und *Disgregation* genannt habe, sey für die Wissenschaft nachtheilig. Die Entscheidung über diese beiden Punkte, soweit sie überhaupt noch zweifelhaft sind, glaube ich getrost der Zukunft überlassen zu können, und damit wird auch dieser Streit sich ganz von selbst endgültig entscheiden.

Bonn, Mai 1872.

XI. *Ueber die temporäre Doppelbrechung der Körper durch einseitigen Druck; von E. Mach.*

Zum Zwecke der spectralen Untersuchung tönender Körper, deren Princip im Tageblatt No. 4 der 44. Naturforscherversammlung in Rostock 1871 mitgetheilt ist, habe ich einige quantitative Bestimmungen der Doppelbrechung des gedehnten Spiegelglases ausgeführt.

Schaltet man zwischen die gekreuzten Nicols zugleich mit einem passend orientirten Gypsblättchen das zu dehnende Glas ein, so enthält das Spectrum des durch dieses System durchtretenden Lichtes die bekannten dunklen Interferenzstreifen. Diese Interferenzstreifen verschieben sich, sobald die Dehnung beginnt. Durch einen eingeschalteten Quarzcompensator kann man die einer bestimmten Dehnung entsprechende Streifenverschiebung wieder vernichten und die entsprechende ein- oder ausgeschaltete Quarzdicke ablesen.

Aus mehreren Versuchsreihen ergab sich, daſs gedehntes Spiegelglas, bei welchem 50-Kilogr. Zug auf $1^{\square cm}$ Quer-

schnitt entfallen, 0,00127 des Gangunterschiedes der Lichtcomponenten hervorbringt, der in einem gleich dicken Quarz eintreten würde, dessen Axe der Zugrichtung parallel wäre. Der Polarisationsebene, welche die Zugrichtung enthält, entspricht die gröſsere Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Hieraus ergiebt sich für den Werth des Neumann'schen Ausdruckes $\frac{p-q}{g^2}$ die Zahl 0,134, während Neumann[1]) selbst aus seinen Versuchen 0,126 findet.

Um die Werthe von p und q gesondert zu bestimmen, habe ich zwei gleich dicke Gläser zwischen die Jamin'schen Spiegel eingeschaltet, das eine Glas gepresst und das Interferenzlicht spectral zerlegt. Das Spectrum wurde durch ein vor das Fernrohr befestigtes achromatisches Kalkspathprisma betrachtet und dadurch in zwei Spectra zerlegt. Die Polarisationsebene des einen Spectrums war vertical, sie enthielt die Druckrichtung; jene des andern war horizontal. Bei der Pressung des einen Glases verschoben sich nun die Interferenzstreifen der verticalen Polarisationsebene rascher als jene der horizontalen, und zwar doppelt so rasch, wenn die Gläser in Luft, dreimal so rasch, wenn sie in Wasser eingetaucht waren. Dadurch konnte das Verhältniſs der Querdilatation zur Längencontraction controlirt werden. Es ergab sich hiefür die Zahl 0,239, während es von Neumann zu 0,25 angenommen wird.

Aus diesen beiden Versuchsreihen bestimmt sich nun $\frac{p}{g} = -0,132$ und $\frac{q}{g} = -0,216$, während Neumann aus seinen Versuchen beziehungsweise die Zahlen — 0,131 und — 0,213 findet. Bei der bedeutenden Verschiedenheit des Verfahrens und der Verschiedenheit der angewandten Gläser kann diese Uebereinstimmung für eine recht gute gelten. Zu bemerken ist, daſs ich die gegebenen Kräften entsprechenden Dilatationen aus dem

1) Neumann, die Gesetze der Doppelbrechung in comprimirten oder ungleichförmig erwärmten unkrystallinischen Körpern. Abhandlung der Berliner Akademie aus dem Jahre 1841. (Ann. Bd. 54, S. 449.)

akustisch zu 7020 $\frac{\text{Kil.}}{\square^{\text{mm}}}$ bestimmten Elekricitätscoëfficienten des Glases berechnete.

Dafs der Werth $p-q$ für verschiedene Körper ungleich sey, ergiebt sich aus einem Versuche mit frisch erstarrtem Leim. Leim zeigt bei leisem Drucke mit dem Finger so starke Doppelbrechungserscheinungen, wie sie bei Glas nur durch Centnerlasten hervorgerufen werden können. Wenn man aber Leim und Glas einer *gleichen Dehnung* aussetzt, so ist die Doppelbrechung des Leims verschwindend gegen jene des Glases, obgleich sich die Brechungsexponenten von Glas und dem angewandten Leim nur wie 7 : 6 verhalten.

Sehr bemerkenswerth sind die *Doppelbrechungserscheinungen*, die ich bei dieser Gelegenheit an *halbflüssigen plastischen Massen* wahrnahm. Geschmolzenes Glas, geschmolzenes Colophonium, dicker Canadabalsam, syrupsartige Phosphorsäure zeigen, wenn man sie sehr rasch drückt und deformirt, Doppelbrechung, die aber nur so lange anhält als die Deformation *fortgesetzt* wird.

Während eine feste Glasstange ihre Doppelbrechung so lange beibehält als sie gebogen bleibt, verschwindet bei einer gebogenen geschmolzenen Glasstange die Doppelbrechung sofort, wenn man die Biegung nicht rasch genug fortsetzt und vergröfsert. Bei festen elastischen Körpern hängt die Doppelbrechung an der Form, bei halbflüssigen an *der Geschwindigkeit der Formänderung*.

Ich erwähne noch, dafs die Doppelbrechung der plastischen Massen *spectral* untersucht wurde, wie an dem erwähnten Glasstab. Hiebei zeigte sich Canadabalsam bei Druck optisch negativ, bei Zug positiv, ganz wie Glas. Die syrupsartige Phosphorsäure hingegen war bei Druck positiv und bei Zug negativ.

Wurde der Canadabalsam gedrückt, so kehrten die verschobenen Spectralstreifen in ihre Lage zurück, sobald die Deformation nicht weiter fortgesetzt wurde. Diese Rückkehr fand zuerst sehr rasch und dann immer lang-

samer statt. Der letzte Rest der Verschiebung verschwand erst nach einigen Secunden, indem sich die Streifen so zu sagen asymptotisch ihrer Gleichgewichtslage näherten, wie man es bei einem molekularen Ausgleich, der nach dem Gesetz der groſsen Zahlen stattfindet, wohl erwarten muſs.

Alles zeigt, daſs die molekulare Ausgleichsgeschwindigkeit bei Phosphorsäure viel gröſser ist wie bei Canadabalsam. Eine quantitative Bestimmung der Deformationsgeschwindigkeiten, welche bei verschiedenen plastischen Substanzen denselben Grad der Doppelbrechung erzeugen, würde offenbar einen Anhaltpunkt für die Schätzung der Molekulargeschwindigkeit einer Substanz geben.

XII. *Spectrale Untersuchung eines longitudinal tönenden Glasstabes; von E. Mach.*

Wenn man den Schwingungsknoten eines longitudinal tönenden Glasstabes zugleich mit einem passend orientirten Gypsblättchen zwischen die gekreuzten Nicols einschaltet und das durchtretende Licht spectral zerlegt, so erhält man ein Spectrum mit den bekannten dunklen Interferenzstreifen, welche schwingen, sobald der Stab tönt. Projicirt man dies Spectrum auf die Mitte einer weiſsen Saite, so daſs die Spectralstreifen die Saite senkrecht durchschneiden, streicht den Stab mit dem nassen Tuch und zugleich die Saite mit dem Fidelbogen, so stimmen die hiebei auftretenden Lissajous'schen Figuren vollständig mit jenen, welche man bei Kreuzung zweier gestrichenen Saiten erhält und die ich in diesen Ann. Bd. 134, S. 311 beschrieben habe.

Hieraus ergiebt sich das Schwingungsgesetz des Stabes sofort durch folgende Formel:

$$\xi = a\left[\sin\frac{\pi x}{2l}\sin\frac{2\pi t}{T} - \frac{1}{3^3}\sin\frac{3\pi x}{2l}\sin\frac{6\pi t}{T} + \frac{1}{5^3}\sin\frac{5\pi x}{2l}\sin\frac{10\pi t}{T} - \ldots\right]$$

in welcher ξ die Excursion eines Stabtheilchens, x dessen Abstand vom Mittelpunkt, l die halbe Stablänge, T die Schwingungsdauer, t die Zeit und a eine der Amplitude proportionale Constante bedeutet.

Bei mäfsig starken Tönen betrugen die Druckvariationen im Knoten meines 1,5^{m} langen Stabes $\pm$ 180 Kilogrm. auf 1$^{\square cm}$, was man leicht finden kann, wenn man den Stab einfach belastet und die entsprechende Streifenverschiebung mit Hülfe eines Quarzcompensators bestimmt. Um aber diese enormen Druckvariationen hervorzurufen, braucht man bei meinem Stabe, wie sich aus seiner Länge, Dichte, Schwingungszahl, aus seinem Querschnitt und seinem Elasticitätsmodul ergiebt, nicht mehr wie etwa $\frac{1}{40}$ Kilogrammeter Arbeit, womit das Ueberraschende der Erscheinung wegfällt.

Ich habe die Erscheinungen am Glasstab mit Stäben aus frisch erstarrtem Leim nachgeahmt. Nicht nur ist bei diesen die Verschiebung der Spectralstreifen viel bedeutender, sondern auch, weil sie langsam longitudinal schwingen, direct beobachtbar. Auch die Bildung zahlreicher Knoten kann man an einem Leimstabe zwischen den gekreuzten Nicols gut beobachten.

Die hier beschriebenen Phänomene sind die quantitativen Ergänzungen zu den von Biot und Kundt qualitativ studirten Vorgängen.

XIII. *Darstellung reiner Chlorwasserstoffsäure aus unreiner rauchender Salzsäure; von Emil Zettnow.*

Nachdem Bettendorff [1]) uns in dem Zinnchlorür ein vorzügliches Mittel zur völligen Abscheidung des Arsens aus rauchender Salzsäure gegeben, ist die Darstellung reiner Chlorwasserstoffsäure aus der käuflichen unreinen eine leichte Operation und verfahre ich zu diesem Zwecke folgendermaafsen:

Die rohe Salzsäure von 1,16 spec. Gew., welche von Eisen frei seyn mufs, wird, um etwaige schweflige Säure zu oxydiren, mit etwas Chlorwasser oder einer wässerigen Auflösung von Chlorkalk versetzt, bis eine Probe der Säure nach dem Verdünnen mit Wasser Jodkalium-Kleisterpapier bläut oder eine Auflösung von Jodkalium gelb färbt; alsdann fügt man auf 10 bis 12 Kilogramm der Säure 50,0 Grm. käufliches Zinnsalz hinzu, schüttelt um und stellt, wenn es angeht, die Flasche mit der Säure an einen 35 bis 30° C. warmen Ort. Bei dieser Temperatur geht die Abscheidung des Arsens und die Klärung der Säure in etwa 24 Stunden vor sich, während bei gewöhnlicher Temperatur zu derselben 3 bis 4 Tage erforderlich sind. Unterwirft man hierauf die Säure nach Hinzufügung von etwas Kochsalz und einer Prise scharfkörnigen Sandes, um ein gleichmäßiges Sieden zu erzielen, der Destillation, so erhält man reine Chlorwasserstoffsäure.

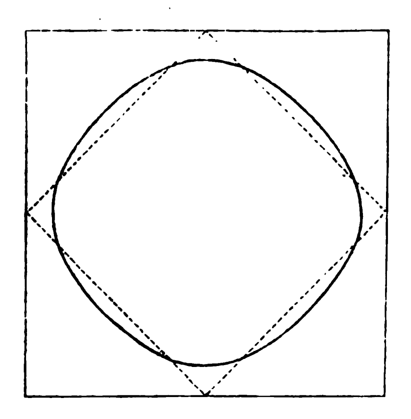
Berlin d. 25. August 1871.

1) Zeitschrift f. Chem. 1869, S. 492. Dingler, Bd. 194, S. 253.

XIV. *Bemerkung über Klangfiguren; von F. Strehlke.*

(Aus dem Programm der Petrischule zu Danzig, 1871.)

Es ist auffallend, dafs in keiner französischen oder englischen Schrift naturgetreue Abbildungen der Klangfiguren vorkommen. In dem neuesten Werke Tyndall's über den Schall ist eine ganze Reihe unrichtiger Darstellungen von Klangfiguren auf schwingenden Quadratscheiben enthalten, darunter auch die zu nebenstehender Figur gehörige geschlossene Curve. Die Resultate meiner auf drei verschiedenen planparallelen Glasscheiben vorgenommenen Messungen stellen sich in den drei empirischen Formen dar:



$$r = 0{,}40143 + 0{,}0171 \cos 4t + 0{,}00127 \cos 8t$$
$$r = 0{,}40143 + 0{,}0172 \cos 4t + 0{,}00127 \cos 8t$$
$$r = 0{,}4019 + 0{,}0168 \cos 4t + 0{,}0013 \cos 8t$$

(Für die Seite des Quadrats = 1).

Die Uebereinstimmung der Formel mit den Messungen erreicht beinahe die Zehntausendtheile des Ganzen. Dagegen verfällt Tyndall bei dieser Curve in den gewöhnlichen Fehler, dafs er sie als ein Quadrat mit sanft abgerundeten Ecken ansieht, während Manche nach ihren Pseudotheorien sogar herausbringen, diese Figur sey ein vollständiges Quadrat. Andere setzen die Klangfiguren wie Stickmuster aus einzelnen, sich wiederholenden einfachen Figuren zusammen, obgleich in Wahrheit jeder schwingende Körper ein Ganzes bildet, der sich in solche Theile zerlegt, die von den Gleichgewichtsbedingen des ganzen Körpers abhängen.

So nähern sich bei den mit beiden freien Enden schwingenden Stäben für die höheren Töne die Abstände

der Knoten von den Rändern dem Verhältnifs 4 : 11 : 12; aber man darf nicht von diesem, bei den einfachsten Schwingungen gar nicht stattfindenden Verhältnisse ausgehen, welche aus der Theorie der schwingenden Stäbe für die höheren Töne desselben Stabes sich als eine nothwendige Folge ergiebt.

Aehnlich wird es sich auch bei den schwingenden Quadratscheiben verhalten, wenn die wahre Theorie derselben entdeckt seyn wird, wozu aber nach einer Aeufserung des gröfsten Meisters in der theoretischen Akustik, des Prof. Kirchhoff in Heidelberg, bis jetzt noch gar keine Aussicht vorhanden ist. Als verfehlt mufs Terquem's Theorie der rechteckigen Scheiben [1]) werden, wenn sie auch auf der bekannten richtigen Differentialgleichung für die schwingenden Scheiben beruht, weil durch unrichtige Schlüsse aus ihr die Identität der festen Punkte der schwingenden Quadratscheiben und der Knoten der freischwingenden Stäbe gefolgert wird, was der Erfahrung vollständig widerspricht.

Nach Angabe mancher Lehrbücher eignen sich zu den Versuchen über schwingende Scheiben am besten Scheiben aus Fensterglas; aber diese natürlich sehr unregelmäfsigen, sonst sehr billigen Scheiben sind zu genauen Versuchen gar nicht geeignet, auch nicht einmal genau gearbeitete Metallscheiben wegen des unregelmäfsigen, krystallinischen Gefüges. Nur planparallele Scheiben von Spiegelglas, auf denen man die Klangfiguren in Reihen einzelner Sandkörner durch Ueberstreuung mit wenig Sand hervorbringt, sind allein brauchbar. Wenn einer der jüngeren Akustiker meint, ich sey durch *sehr genaue* Versuche zu *unrichtigen* Resultaten gelangt, so möchte ich gegenüber einer solchen ungewöhnlichen Ansicht fragen, wie ungenau man denn beobachten müsse, um zu richtigen Resultaten zu gelangen. Natürlich werden meine Versuche dadurch nicht weiter aufgehalten werden, nachdem sich zwischen Kirchhoff's Theorie der schwingenden Kreisscheiben und meinen Messungen eine so gute Uebereinstimmung gezeigt hat, die sich bis auf die Tausendtel des Radius erstreckt [2]).

1) *Compt. rend.* 1865 No. 16.
2) Siehe Programm der Petrischule 1855 (Auch d. Ann. Bd. 95, S. 577).

A. W. Schade's Buchdruckerei (L. Schade) in Berlin, Stallschreiberstr. 47

1872. ANNALEN № 7.
DER PHYSIK UND CHEMIE.
BAND CXLVI.

I. *Ueber den Durchgang der Wärmestrahlen durch geneigte diathermane Platten;* *von H. Knoblauch.*

(Auszugsweise mitgetheilt der physikalischen Section der Naturforscher-Versammlung zu Dresden am 19. September 1868 und zu Rostock am 21. September 1871.)

Eine seit dem Jahre 1847 begonnene, 1866 in diesen Annalen, Bd. CXXVIII, S. 161 bis 166 besprochene Versuchsreihe hat die allgemeinen Umrisse der Erscheinungen festgestellt, welche bei dem Durchgange der Wärmestrahlen durch geneigte diathermane Platten auftreten, insonderheit den Einfluſs nachgewiesen, welchen einerseits die — durch die Polarisation gegebene — *Eigenthümlichkeit der Strahlen*, andererseits die — die Absorption bedingende — *Beschaffenheit der durchstrahlten Substanz* auf diesen Durchgang ausüben.

Es kam darauf an, die besonderen Gesetze zu ermitteln, welche unter diesen verschiedenen Verhältnissen den Vorgang in seinen einzelnen Stadien verfolgen lassen.

Der erste Theil dieser Untersuchung beschäftigt sich demgemäſs vorzugsweise mit der Erforschung des Antheils, welchen die *Polarisation* der Wärmestrahlen, möglichst unabhängig von der allgemeinen absorbirenden Eigenschaft der Platten an der Erscheinung nimmt; der zweite Theil besonders mit der Prüfung dieser *Absorption* der diathermanen Körper, gegenüber jenen Bedingungen der sie durchdringenden Strahlen.

I.

Die wegen ihres Parallelismus, ihrer Intensität und Mannigfaltigkeit gewählten Sonnenstrahlen wurden durch einen Heliostat in horizontaler und unveränderter Richtung in ein verfinstertes Zimmer reflectirt, wo sie auf die, um eine vertikale Axe drehbaren, aber dabei immer vertikal bleibenden, diathermanen Platten fielen, deren Neigung gegen die einfallenden Strahlen durch Messung des Winkels bestimmt wurde, welchen diese mit der Normale auf die Platten bildeten.

Nach früheren Erfahrungen[1]) boten sich die Extreme des Wärmedurchlasses in den Fällen dar, in welchen die Polarisationsebene mit der Brechungsebene der diathermanen Körper zusammenfiel oder gegen diese einen rechten Winkel bildete, und wurde zur Bewirkung dieser Polarisation ein drehbares Nicol'sches Prisma von 42^{mm} Durchmesser (bei 85^{mm} Länge) in die Fensterlade eingeschaltet. Das Verhalten in den bezeichneten Fällen sollte weiter mit dem der nicht polarisirten Strahlen verglichen werden. Doch zeigte sich bald, daſs zur Herbeiführung dieses Falles die einfache Entfernung des Nicol'schen Prismas nicht ausreichte. Denn die Wiederholung der nämlichen Versuche selbst innerhalb derselben Beobachtungsreihe lieſs hier einen störenden Einfluſs der, mit der Incidenz der Sonnenstrahlen wechselnden Polarisation erkennen, welche die bloſse Reflexion vom Heliostatenspiegel den Strahlen ertheilt hatte. Unter diesen Umständen entschied ich mich dafür, mit den Beobachtungen bei vertikalem, resp. horizontalem Hauptschnitt des Nicols diejenigen bei einer Stellung desselben unter 45° zu vergleichen[2]). Mit Uebergehung der früheren, bei Fortnahme des Nicol'schen Prismas erhaltenen Ergebnisse, welche immerhin bezeichnend für die groſse Empfindlichkeit des Vorgangs waren, sind demnach in dem Folgenden für die unpolarisirten

1) Pogg. Ann. Bd. CXXVIII, S. 161 ff.

2) Womit zugleich für zweifelhafte Fälle eine Controlle durch Einstellung auf + 45° und auf − 45° (= 315°) gegeben war.

Strahlen immer diejenigen Beobachtungen aufgeführt worden, welche jene unter 45° polarisirten ergeben hatten. Dies war gestattet, weil bei solcher Polarisation das Verhalten der Strahlen, den zu durchdringenden Platten gegenüber, demjenigen der natürlichen: nicht polarisirten gleichkommt; andererseits wurde dabei jene störende Wirkung der wechselnden Polarisation durch den Heliostatenspiegel beseitigt.

Die, durch die diathermanen Platten hindurchgegangenen Strahlen fielen auf eine Thermosäule, verbunden mit einem Multiplicator, dessen Nadelablenkungen, innerhalb der Gränzen dieser Versuche, den zu messenden Wärmewirkungen entsprachen.

Für die erste Untersuchung erschienen wegen ihrer gleichmäſsigen Oberfläche und Dicke *farblose Spiegelgläser* am geeignetsten. Zur Sicherung des Vergleiches wurde, innerhalb derselben Versuchsreihe, stets bei senkrechter Incidenz der Strahlen (Einfallswinkel 0°) durch Regulirung eines Spaltes die nämliche Ablenkung, z. B. von je 15, 10 oder 9 Graden, am Thermomultiplicator hervorgebracht, sodann die Abweichungen der Galvanometernadel beobachtet, welche beim Neigen der Glasplatten eintraten, wobei darauf geachtet wurde, daſs jedesmal alle hindurchgehenden Strahlen auf die Thermosäule fielen.

Von den zunächst benutzten Glassätzen bestand der eine aus 1^{mm} dicken, auf der hohen Kante bläulich erscheinenden, der andere aus 2^{mm}, 5 starken, in gröſster Dicke etwas gelblich aussehenden Platten. In beschriebener Weise den Sonnenstrahlen dargeboten, welche zuvor den Nicol bei vertikalem oder horizontalem Hauptschnitt durchdrungen hatten, lieſsen sie die Wärme derart hindurchstrahlen, daſs folgende Angaben des Thermomultiplicators eintraten:

Einfallswinkel:			0°	20°	40°	50°	55°	60°	70°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	1mm dicken farblosen Glases.	15	15,00	14,25	13,12	11,70	10,50	8,50	6,75
	2 Platten		15	15,00	13,50	12,75	11,25	9,75	6,75	4,12
	4 „		15	14,70	12,00	9,00	8,25	6,75	4,50	1,20
	8 „		15	14,25	9,75	7,50	6,75	4,50	3,75	0,75
horizontal.	1 Platte	desgl.	15	15,50	15,75	16,25	16,25	16,00	13,75	11,75
	2 Platten		15	15,50	15,75	16,25	16,25	15,75	13,50	9,50
	4 „		15	15,50	17,30	18,25	18,25	17,75	11,50	7,00
	8 „		15	18,44	20,33	22,64	22,84	21,57	9,10	6,71
vertikal.	1 Platte	2mm,5 dicken farblosen Glases.	15	15,00	14,25	13,50	12,00	11,25	9,37	7,50
	2 Platten		15	15,00	13,87	13,12	11,62	10,12	7,50	4,50
	4 „		15	15,00	13,50	10,50	9,00	7,50	5,25	1,50
	8 „		15	14,70	10,80	9,00	7,50	5,25	4,50	1,05
horizontal.	1 Platte	desgl.	15	15,50	16,00	16,62	17,00	16,62	14,87	14,00
	2 Platten		15	15,62	16,62	17,31	18,00	17,31	14,37	12,25
	4 „		15	16,25	17,90	19,19	19,92	19,19	13,62	9,75
	8 „		15	18,67	20,71	22,87	23,46	22,72	11,37	8,95

Aus diesen Zahlen ergiebt sich, dafs bei vertikalem Hauptschnitt des Nicol, d. h. bei horizontaler, *mit der Brechungsebene der Platten zusammenfallender Polarisationsebene, die durch die Glasplatten hindurchgelassene Wärmemenge mit wachsendem Einfallswinkel und zunehmender Plattenzahl sich beständig vermindert:* die Werthe nehmen in horizontaler, wie in vertikaler Columne stetig ab.

Bei horizontalem Hauptschnitt, d. h. bei *Kreuzung der Polarisations- und Brechungsebene vermehrt sich dagegen die hindurchgestrahlte Menge bei zunehmendem Einfallswinkel und gröfserer Anzahl der Platten, bis der Winkel von* 55° (der sogenannte Polarisationswinkel) *erreicht ist. Erst dann tritt eine allmälige Abnahme ein.*

So geht bei einer Drehung der Gläser von 0° auf 55° die Galvanometernadel bei 1 Platte des zweiten Glases im ersten Falle von 15° auf 12°, bei 8 Platten von 15° auf 7°,5 zurück; im letzteren aber steigt ihre Ablenkung bei 1 Platte von 15° auf 17°, bei 8 Platten von 15° auf 23°,46. Auch die nach dem Wendepunkte 55° in beiden Fällen eintretende Abnahme ist im ersten Falle viel beträchtlicher als im letzteren. Während bei fortgesetzter Drehung der Glasplatten von 55° auf 75° die Nadel dort bei 1 Glase von 12° auf 7°,5, bei 8 Gläsern von 7°,5 auf 1°,05 weiter herabgeht, sinkt ihre Abweichung hier bei 1 Glase von 17° nur auf 14°, bei 8 Gläsern von 23°,46 auf 8°,95.

Bei 60° Neigung ist der steigernde Einflufs der Polarisation bei horizontalem Hauptschnitt noch so vorherrschend, dafs an 1 Platte eine Durchstrahlung im Werthe von 16°,62, an 8 Platten von 22°,72 wahrgenommen wird, also ungeachtet der erheblich gröfseren Dicke der durchstrahlten Schicht bedeutend höher als für die geringste Dicke bei der Incidenz 0°. Ueberhaupt ist es interessant, dafs derartige *Unterschiede schon an einer einfachen dünnen diathermanen Lamelle,* an der die optische Untersuchung keine mefsbaren Resultate liefert, hervortreten.

Charakteristisch ist auch der Vergleich beider Gläser. Ein einfacher Blick auf die Tabelle zeigt, dafs sämmtliche

beim zweiten Glase erhaltene Werthe gröfser als die entsprechenden des ersteren sind; d. h. *das 2,5 mal dickere Glas* hat sich nicht unerheblich *diathermaner als das dünne* erwiesen.

Je mehr bei Eislamellen von der Temperatur 0° C. jede eigene Erwärmung während der Durchstrahlung ausgeschlossen ist, um so bezeichnender wäre es, bei solchen von homogener: schlieren- und blasenfreier Masse und spiegelnder Oberfläche zu sehen, in welchem Grade die Wärme hinter denselben mit der, durch Neigen verstärkten Dicke der durchstrahlten Eisschicht zunimmt.

Um die bei gekreuzter Polarisations- und Brechungsebene erkannte Steigerung des Wärmedurchgangs auf den Vorgang bei ursprünglich *nicht polarisirten* Strahlen beziehen zu können, sind (der Erläuterung S. 322 und 323 gemäfs) noch die Durchgänge durch die nämlichen Gläser bei Einstellung des Nicol-Hauptschnitts auf 45° beobachtet und wegen des besseren Anschlusses an den Wendepunkt 55°, anstatt der Einfallswinkel 20°, 40°, 50°, 60°, 70°, die Incidenzen 15°, 25°, 35°, 45°, u. s. w. gewählt worden.

Auf diese Winkel ist dann auch eine zweite, dem horizontalen Hauptschnitt des Nicol zugehörige Beobachtungsreihe bezogen und zum Vergleich hinzugefügt worden.

Einfallswinkel:			0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol 45°.	1 Platte	1mm dicken farblosen Glases.	10	10,00	10,00	10,00	9,84	9,35	8,75	6,82
	2 Platten		10	10.00	10,00	10,00	9,90	9,40	7,80	4,91
	4 „		10	10,00	10,00	10,10	10,10	9,60	7,50	4,05
	8 „		10	10,00	10,05	10,15	10,15	9,75	6,25	2,75
	1 Platte	2mm,5 dicken farblosen Glases.	10	10.00	10,00	10,00	10,00	9,60	9,00	7,20
	2 Platten		10	10,00	10,00	10,00	10,00	9,50	8,80	5,90
	4 „		10	10,00	10,10	10,20	10,20	9,80	8,25	4,21
	8 „		10	10,00	10,15	10,25	10,25	10,00	7,00	2,80
horizontal.	1 Platte	1mm dicken farblosen Glases.	9	9,10	9,30	9,60	9,70	9,75	9,36	8,52
	2 Platten		9	9,20	9,40	9,75	10,25	10,50	9,54	6,39
	4 „		9	9,25	9,65	10,15	10,70	11,00	10,00	5,00
	8 „		9	9,30	10,00	11,00	12,50	13,50	11,20	4,13
	1 Platte	2mm,5 dicken farblosen Glases.	9	9,15	9,40	9,75	9,90	10,00	10,00	9,20
	2 Platten		9	9,25	9,50	10,00	10,60	10,90	10,80	7,90
	4 „		9	9,35	9,80	10,50	12.10	12,50	12,25	6,25
	8 „		9	9,60	10,50	11,50	13,25	14,50	12,50	4,17

Hieraus ersieht man, wie auch in dem Falle, in welchem dem *Nicol eine indifferente Stellung* gegeben ist, *die Absorption der Masse des Glases, selbst bei beträchtlich mit der Neigung zunehmender Dicke sich nicht geltend macht.* Bei dem ersten Glase erhält sich die durch 1 Platte hindurchgehende Wärme constant, bis der Neigungswinkel 35 Grade überschreitet, bei dem zweiten diathermaneren tritt erst unter 55° eine Abnahme derselben ein; bei 8 Glasplatten steigert sich sogar bei beiden die Intensität bis zur Neigung von 45° und auch bei 55° tritt noch keine erhebliche, ja eine, mit der Anzahl der Platten abnehmende Verminderung ein.

Man erkennt sonach in dem Vorgange, welcher dem der nicht polarisirt eintretenden Strahlen entspricht, schon den Anfang desjenigen, welcher bei horizontalem Hauptschnitt des Nicol, d. h. bei gekreuzter Polarisations- und Brechungsebene sein Maximum erreicht. Dort bildet sich, bei dem Durchgange der Strahlen durch die ihnen dargebotenen Glasplatten selbst, eine mit dem Neigungswinkel bis 55° und der Plattenzahl wachsende Polarisation[1]), deren Ebene auf der Brechungsebene senkrecht steht[2]); hier ist diese von Anfang an in vollkommenster Weise bereits vor dem Eintritt der Strahlen in die Glasplatten gegeben.

Es erklären sich hierdurch auch die, in der letzten Tabelle enthaltenen Werthe: in beiden Abtheilungen die anfängliche Zunahme, dann Abnahme derselben in horizontaler wie vertikaler Reihe; ferner das Ueberwiegen der bei horizontalem Hauptschnitt des Nicol beobachteten über die bei der Stellung 45° erhaltenen.

Ein Bild des allmäligen Uebergangs von einer Stufe zur andern und damit zugleich der demselben zu Grunde liegenden Gesetzmäfsigkeit erhält man am deutlichsten durch Berechnung der *Verhältnifszahlen*, welche die Zunahme in dem einen, die Abnahme in dem andern Falle

1) Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 173 — 176.
2) Ebendaselbst, S. 175.

darstellen. Diese Verhältnifszahlen, erhalten durch Subtraction eines jeden folgenden Werthes von dem vorhergehen (d. h. Bildung der Differenz zweier beim Neigungswechsel um 10° neben einander stehender Multiplicator-Ablenkungen) und Division dieses Unterschiedes mit dem ersten (dem kleineren Einfallswinkel zugehörigen) dieser Werthe, sind in der folgenden Uebersicht zusammengestellt. Bei solcher Bildung mufsten diese Zahlen innerhalb der Steigerung der Wärmeintensität natürlich negativ, bei abnehmender Wirkung positiv ausfallen. Auch physikalisch hat es einen Sinn, jene Coefficienten der Zunahme, gegenüber denen der Abnahme, gleichsam als negative, diese als positive Absorptionscoefficienten aufzufassen [1]).

1) Wobei freilich einstweilen von den, späterer Untersuchung vorbehaltenen, Reflexionsverhältnissen an der Vorderfläche der Gläser abgesehen ist.

Einfallswinkel:	0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol 45°.	1 Platte 1mm dicken farblosen Glases.	—0,000	—0,000	—0,000	+0,020	+0,050	+0,060	+0,220
	2 Platten	—0,000	—0,000	—0,000	+0,010	+0,050	+0,170	+0,370
	4 „	—0,000	—0,000	—0,010	—0,000	+0,050	+0,220	+0,460
	8 „	—0,000	—0,000	—0,010	—0,000	+0,040	+0,360	+0,560
	1 Platte 2mm,5 dicken farblosen Glases.	—0,000	—0,000	—0,000	—0,000	+0,040	+0,060	+0,200
	2 Platten	—0,000	—0,000	—0,000	—0,000	+0,050	+0,070	+0,330
	4 „	—0,000	—0,010	—0,010	—0,000	+0,040	+0,160	+0,490
	8 „	—0,000	—0,010	—0,010	—0,000	+0,020	+0,300	+0,600
horizontal.	1 Platte 1mm dicken farblosen Glases.	—0,011	—0,022	—0,032	—0,010	—0,005	+0,040	+0,090
	2 Platten	—0,022	—0,022	—0,037	—0,051	—0,024	+0,091	+0,330
	4 „	—0,028	—0,043	—0,052	—0,054	—0,028	+0,091	+0,500
	8 „	—0,033	—0,075	—0,100	—0,136	—0,080	+0,170	+0,631
	1 Platte 2mm,5 dicken farblosen Glases.	—0,016	—0,027	—0,037	—0,015	—0,010	+0,000	+0,080
	2 Platten	—0,028	—0,027	—0,053	—0,060	—0,028	+0,009	+0,269
	4 „	—0,039	—0,048	—0,071	—0,152	—0,033	+0,020	+0,490
	8 „	—0,067	—0,094	—0,095	—0,152	—0,094	+0,138	+0,666

Die mit dem —zeichen versehenen Zahlen sind hiernach bei dem $2^{mm},5$ dicken Glase (vereinzelte Beobachtungsfehler abgerechnet) gröfser und setzen sich zum Theil in weitere Rubriken fort, die positiven sind kleiner als bei dem 1^{mm} dicken, d. h. *der Grad der Steigerung des Wärmedurchgangs ist bei dem* dickeren, aber gleichwohl *diathermaneren Glase ein höherer, der Grad der Verminderung ein geringerer als bei dem weniger diathermanen.*

Aber auch in dem günstigsten Falle: bei horizontalem Hauptschnitt des Nicol und gröfster Plattenzahl nimmt dieser *Grad der Steigerung* nicht bis zu der nämlichen Stelle zu wie die Steigerung selbst. Der ihn ausdrückende Coefficient beträgt bei dem diathermaneren Glase zwischen 35° und 45°: 0,152, zwischen 45° und 55° nur 0,094. Es blieb weiterer Ermittelung vorbehalten, ob ein solches Herabsteigen des Grades der Wärmezunahme innerhalb dieser, beim Neigen der Gläser noch fortdauernden Zunahme selbst, den allgemeinen Fall darstelle oder ob dasselbe dem, auch bei den farblosen Glasplatten immerhin nicht zu vernachlässigenden Einflufs der Absorption zuzuschreiben sey. Der bei Vermehrung der Platten zwischen 45° und 55° erheblich wachsende Wärmedurchlafs deutete darauf hin, dafs bei einer Substanz mit verschwindender Absorption die Wirkung der Polarisation auch bei diesem Winkelübergange noch eine Erhöhung des Grades der Wärmezunahme herbeiführen dürfte.

Inzwischen erschien es wünschenswerth, wie diese Verhältnisse *vor* dem Wendepunkt 55°, so auch die *nach* demselben eintretenden näher kennen zu lernen, namentlich ihre Werthe bei den drei Stellungen des Nicols mit verticalem, unter 45° gestelltem und horizontalem Hauptschnitt mit einander zu vergleichen. Es war zu dem Ende eine besondere, an einem und demselben Tage anzustellende Beobachtungsreihe erforderlich, weil dadurch wenigstens die unvermeidlichen Abweichungen verschiedener Tagesreihen ausgeschlossen wurden.

Die beiden mit zwei unterschiedenen farblosen Glassorten angestellten Versuche ergaben folgende Coefficienten:

Einfallswinkel:		35°	45°	55°	65°	75°		45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte.	0,03	0,05	0,25	0,33		andere Glas-sorte.	0,10	0,17	0,20	
	2 Platten.	0,04	0,13	0,30	0,37			0,14	0,21	0,41	
	4 „	0,08	0,35	0,36	0,48			0,25	0,33	0,50	
	8 „	0,25	0,47	0,53	0,67			0,40	0,58	0,68	
45°.	1 Platte.	0,02	0,03	0,13	0,15		desgl.	0,02	0,03	0,11	
	2 Platten.	0,01	0,01	0,20	0,36			0,01	0,13	0,27	
	4 „	0,00	0,00	0,23	0,46			0,00	0,18	0,39	
	8 „	0,00	0,00	0,25	0,56			0,00	0,32	0,56	
horizontal.	1 Platte.	−0,00	−0,00	+0,04	+0,09		desgl.	−0,00	+0,00	+0,08	
	2 Platten.	−0,04	−0,08	+0,11	+0,33			−0,05	+0,09	+0,27	
	4 „	−0,08	−0,08	+0,11	+0,40			−0,07	+0,11	+0,37	
	8 „	−0,18	−0,11	+0,11	+0,56			−0,10	+0,27	+0,52 [1])	

1) Gelegentlich dieser Mittheilung kann nicht unerwähnt bleiben, daſs die im Tageblatt der 42. Versammlung deutscher Naturforscher und Aerzte in Dresden 1868 No. 4, S. 59 vorstehenden Tabellen hinzugefügten Bemerkungen: „ohne Anschluſs der Absorption", „mit Ausschluſs der Absorption" auf einem Miſsverständniſs der Protokollführung beruhen und so wie die Bezugnahme darauf S. 58 einfach fortzudenken sind.



Aus diesen Zahlen geht unverkennbar hervor,

1) dafs die (positiven) Absorptionscoefficienten der ersten Gruppe gröfser als die entsprechenden der zweiten, diese gröfser als die der dritten Gruppe sind; indefs übertreffen die, gleichen Einfallswinkeln (über 55°) und gleicher Plattenzahl zugehörigen Werthe der voranstehenden Abtheilung die der folgenden bei weniger hohen Einfallswinkeln und bei einer Platte mehr als bei höherer Incidenz und gröfserer Plattenzahl. So ist z. B. das Absorptionsverhältnifs zwischen 65° und 75° bei einer Platte der voranstehenden Glassorte in der ersten und letzten Abtheilung wie 33 : 9 oder 3,7 : 1, bei acht Platten wie 67 : 56 oder 1,2 : 1. Schliefslich werden die Coefficienten der drei Gruppen mit wachsendem Winkel und zunehmender Plattenzahl einander immer ähnlicher.

2) Innerhalb der ersten Gruppe stehen sowohl in horizontaler wie in vertikaler Reihe die Coefficienten einander näher als in der zweiten, in dieser näher als in der dritten. Z. B. verhalten sich für den obigen Winkelabstand (65° auf 75°) die Zahlen für eine und für acht Platten bei vertikalem Hauptschnitt des polarisirenden Nicol etwa wie 1 : 2, bei unter 45° gestelltem wie 1 : 4, bei horizontalem Hauptschnitt ungefähr wie 1 : 6.

Alles dies wird aus dem Gesichtspunkte verständlich, zu welchem theils die (namentlich S. 324 und 325) mitgetheilten Ergebnisse schon geführt haben, theils spätere noch näher hinweisen werden: dafs eine Polarisation, deren Ebene mit der Brechungsebene der geneigten Gläser zusammenfällt, gleichsam den absorbirenden Einflufs der durchstrahlten Substanz vor Erreichung des Polarisationswinkels unterstützt, dann beeinträchtigt; dagegen eine solche, bei der jene Ebenen einen rechten Winkel mit einander bilden, der Absorption bis zu der Gränze des Polarisationswinkels entgegenwirkt, dann sie befördert. Der Fall, in welchem die Polarisationsebene unter 45° gegen die Brechungsebene gerichtet ist und die Strahlen sich bei ihrem Eintritt wie nicht polarisirte, den Gläsern

gegenüber, verhalten, steht zwischen ihnen, nähert sich jedoch mehr dem letzteren, weil der bloſse Durchgang durch die geneigten Platten eine (immerhin unvollkommenere) Polarisation erzeugt, deren Ebene auf der Brechungsebene senkrecht steht.

Der Umstand, daſs bei vertikalem Hauptschnitt des Nicol die Absorptionswerthe für den Uebergang von 55° auf 65° bei Vermehrung der Platten, ungeachtet der mit der gröſseren Neigung zunehmenden Dicke der durchstrahlten Schicht, in geringerem Verhältniſs wachsen als bei dem Uebergange von 45° auf 55° zielt darauf hin, daſs der, von der Polarisation der Strahlen abhängige Antheil nach 55° geringer als vor 55° ist.

Es verdient ferner hervorgehoben zu werden, daſs die Absorptionscoefficienten, welche den Winkeländerungen *über* 55° angehören, bei *vertikalem* Hauptschnitt des polarisirenden Nicol bei einer Platte einander *ferner* stehen (z. B. 25 : 33) als bei mehreren Platten (53 : 67); bei *horizontalem* Hauptschnitt dagegen an 1 Platte *näher* (4 : 9) als bei vermehrter Plattenzahl (11 : 56). Bei den Winkeländerungen *unter* 55° stehen die positiven Coefficienten bei *vertikalem* Hauptschnitt einander bei 1 Platte *näher* (z. B. 3 : 5), als bei mehreren (25 : 47 bei der in letzter Tabelle voranstehenden Glassorte).

Um der obigen Frage, wie sich bei *horizontalem* Hauptschnitt die Steigerungsgrade der durchstrahlenden Wärme an einer Substanz mit möglichst geringer Absorption gestalten würden, näher zu treten, wählte ich anstatt der Gläser, die nicht allen Wärmestrahlen in gleichem Verhältniſs den Durchgang gestatten, Sylvin [1]) und Steinsalz [2]), welche alle Wärmestrahlen in gleichem Maaſse hindurchlassen.

Wurden Platten von *Sylvin* ganz in bisheriger Weise, bei wachsendem Einfallswinkel und zunehmender Anzahl,

1) Magnus, Pogg. Ann. Bd. CXXXIV, S. 302 ff. Knoblauch, Pogg. Ann. Bd. CXXXVI, S. 66 ff.

2) Pogg. Ann. Bd. CXX, S. 177 ff. Bd. CXXXIX, S. 150 ff.

der Wärmedurchstrahlung unterworfen, so wurden folgende Ablenkungen am Thermomultiplicator beobachtet.

Einfallswinkel:			0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	4mm dicken Sylvins.	10	10,00	9,88	9,69	9,25	8,44	6,75	4,05
	2 Platten		10	9,69	9,38	8,75	7,50	6,25	4,19	1,26
	4 „		10	9,38	8,75	8,13	6,88	4,38	2,06	0,29
	6 „		10	9,06	8,13	6,57	3,13	1,25	0,21	0,02
45°.	1 Platte	desgl.	10	10,00	10.00	10,00	9,75	9,50	8,75	6,75
	2 Platten		10	10,00	10,00	9,75	9,50	9,00	7,20	4,18
	4 „		10	10,00	9,75	9,50	8,75	7,75	5,19	1,56
	6 „		10	10,00	9,50	9,00	8,25	7,25	4,35	0,48
horizontal.	1 Platte	desgl.	10	10,00	10,15	10,25	10,25	10,25	10,04	8,53
	2 Platten		10	10,15	10,35	10,50	10,50	10,50	9,13	6,30
	4 „		10	10,25	10,75	11,00	11,00	11,00	8,80	4,40
	6 „		10	10,40	11,00	11,50	11,50	11,50	7,70	1,54

Diese Ergebnisse am Sylvin entsprachen den Erwartungen in sofern nicht, als bei aller Schönheit der vollkommen wasserhellen Krystalle, welche durch die besondere Güte des Königlichen Ober-Bergamts in Halle mir zu Theil geworden, die Dicke von 4^{mm}, die ohne Gefahr, einen Theil der Platten zu zerbrechen, sich nicht vermindern liefs, doch eine verhältnifsmäfsig zu starke Absorption im Gefolge hatte. Die hindurchgehenden Wärmemengen sind durchweg geringer als bei den dünneren Gläsern. Die bei diesen, für eine Einstellung des Nicol auf 45°, erst bei dem Einfallswinkel 55° erfolgende Intensitätsabnahme tritt beim Sylvin schon bei 25° ein.

Die Steigerung bei horizontalem Hauptschnitt des Nicol, welche bei den Gläsern sich ebenfalls bis zur Incidenz 55° fortsetzt, erreicht hier schon bei 35° ihr Maximum, auf dem sie sich bis 55° nur eben erhält. Gleichwohl bestätigen auch die Werthe der letzten Versuchsreihe die oben aufgestellten Regeln. Noch bezeichnender tritt dies an den Absorptions-Coefficienten hervor, welche für die verschiedenen Uebergänge aus jenen thermometrischen Messungen berechnet und in der nachstehenden Uebersicht zusammengestellt sind.



Einfallswinkel: 0° 15° 25° 35° 45° 55° 65° 75°

Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	4mm dicken Sylvins.	0,000	0,012	0,019	0,045	0,088	0,200	0,400
	2 Platten		0,031	0,032	0,067	0,143	0,167	0,330	0,700
	4 „		0,062	0,067	0,071	0,154	0,364	0,530	0,860
	6 „		0,094	0,103	0,192	0,524	0,600	0,830	0,905
45°	1 Platte	desgl.	0,000	0,000	0,000	0,025	0,026	0,079	0,229
	2 Platten		0,000	0,000	0,025	0,026	0,053	0,200	0,420
	4 „		0,000	0,025	0,026	0,079	0,114	0,330	0,700
	6 „		0,000	0,050	0,053	0,083	0,121	0,400	0,890
horizontal.	1 Platte	desgl.	—0,000	—0,015	—0,010	—0,000	—0,000	+0,020	+0,150
	2 Platten		—0,015	—0,020	—0,014	—0,000	—0,000	+0,130	+0,310
	4 „		—0,025	—0,049	—0,023	—0,000	—0,000	+0,200	+0,500
	6 „		—0,040	—0,058	—0,045	—0,000	—0,000	+0,330	+0,800

Besonders deutlich ist hier der ausnahmslos höhere Betrag der bei vertikalem Hauptschnitt sowohl mit dem Neigungswinkel (in horizontaler Linie) wie mit der Plattenzahl (in vertikaler Reihe) wachsenden Absorptionen im Vergleich mit den entsprechenden Werthen der Stellung des Nicols unter 45°. Bei dieser findet bis zum Einfallswinkel 55° eine entschieden verzögerte Absorption statt, welche erst über 55° hinaus jenen Beträgen mehr und mehr sich nähert. Bei horizontalem Hauptschnitt tritt anfangs eine (durch die negativen Coefficienten dargestellte) Wärmezunahme ein, welche dann jedoch durch die Absorption compensirt wird, bis nach Ueberschreitung des Polarisationswinkels (55°) eine entschiedene, durch die positiven Absorptionscoefficienten vertretene Wärmeabnahme erfolgt.

Bei vertikalem Hauptschnitt tritt recht entschieden hervor, wie erheblich gröfser der, die Absorption verstärkende Einflufs der Plattenvermehrung vor 55° als über 55° hinaus ist. So steigt die Absorption bei 6facher Plattenzahl zwischen 35° und 45° auf das 11,6fache, zwischen 65° und 75° nur auf das 2,3fache.

Charakteristisch sind auch die Beispiele dafür, wie sich bei den Abnahmeverhältnissen jenseits 55° die den weniger hohen Incidenzen zugehörigen Werthe der drei Polarisations-Gruppen einander ferner stehen als die der höheren. So verhalten sich die Coefficienten für 55° auf 65° bei 1 Platte in der ersten, mittleren und letzten Gruppe wie 20 : 8 : 2, für 65° auf 75° indefs wie 20 : 11,5 : 7,5.

Es ist ferner unter Anderem ersichtlich, wie die Coefficienten innerhalb der ersten Abtheilung einander mehr genähert sind, als die der zweiten, die Werthe dieser mehr als die der dritten. Bei einer Sylvinplatte ist z. B. das Verhältnifs derselben zwischen der Neigung 55° auf 65° und 65° auf 75° bei vertikalem Hauptschnitt des Nicol wie 1 : 2, beim Hauptschnitt 45° wie 1 : 3, bei horizontalem Hauptschnitt wie 1 : 7,5.

Die Versuche mit *Steinsalz* führten zu folgenden Beobachtungen am Thermoscop, als zunächst auf die Extreme eingestellt war.

Einfallswinkel:			0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	5mm dicken Steinsalzes.	9	9,00	8,75	8,10	7,25	6,50	5,25	3,49
	2 Platten		9	8,90	8,40	7,75	6,75	5,75	3,68	1,07
	4 „		9	8,77	8,16	6,69	4,82	2,94	1,50	0,34
	8 „		9	8,50	7,00	5,25	3,75	1,75	0,75	0,15
horizontal.	1 Platte	desgl.	9	9,00	9,00	9,00	9,00	9,00	9,00	7,20
	2 Platten		9	9,25	9,50	9,75	10,00	10,00	8,91	6,06
	4 „		9	9,50	9,75	10,00	10,25	10,25	8,00	2,70
	8 „		9	9,74	10,40	11,60	12,50	12,50	7,50	2,00

Bei indifferenter Stellung des Nicols (45°) und der begünstigenden horizontalen Lage seines Hauptschnitts ergab sich die Wärmedurchstrahlung durch die nämlichen Steinsalzplatten wie folgt:

Einfallswinkel:			0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol 45°.	1 Platte	5mm dicken Steinsalzes.	10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	9,00	6,50
	2 Platten		10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	8,00	5,00
	4 "		10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	7,00	2,00
	8 "		10	10,00	10,00	10,50	11,00	11,00	6,00	1,47
horizontal.	1 Platte	desgl.	10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	7,50
	2 Platten		10	10,00	10,31	10,62	10,62	10,62	9,37	6,25
	4 "		10	10,31	10,62	10,94	11,56	11,56	8,75	3,75
	8 "		10	10,62	10,94	11,87	13,44	13,44	8,75	2,34

Es macht sich hier zunächst der — bei den dickeren Platten um so auffallendere — reichlichere Durchgang der Wärme beim Steinsalz im Vergleich mit dem Sylvin bemerkbar. Indeſs erreicht derselbe, dieses hohen Grades von Diathermanität ungeachtet, für die horizontale Lage des Nicol-Hauptschnitts bei den Steinsalzplatten von 5mm Dicke nicht die Werthe wie bei den halb so dicken Gläsern. Ueberhaupt ist die Mannigfaltigkeit eigenthümlich, welche bei optisch so nahe stehenden farblosen Substanzen in den Wärmedurchstrahlungen auftritt und in den Absorptionscoefficienten, welche für das Steinsalz in der nachstehenden Tafel enthalten sind[1]), um so deutlicher sich ausspricht.

1) Für die horizontale Einstellung des Nicolhauptschnitts als arithmetische Mittel aus den Coefficienten der beiden mitgetheilten Beobachtungsreihen.

Einfallswinkel:			0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	5mm dicken Steinsalzes.	0,000	0,030	0,070	0,105	0,103	0,195	0,335	
	2 Platten		0,111	0,056	0,077	0,129	0,148	0,360	0,709	
	4 „		0,026	0,070	0,180	0,280	0,389	0,490	0,773	
	8 „		0,060	0,180	0,250	0,290	0,530	0,570	0,800	
45°.	1 Platte	desgl.	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,100	0,280	
	2 Platten		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,200	0,380	
	4 „		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,300	0,710	
	8 „		—0,000	—0,000	—0,050	—0,476	—0,000	+0,450	+0,755	
horizontal.	1 Platte	desgl.	—0,000	—0,000	—0,000	—0,000	—0,000	+0,000	+0,225	
	2 Platten		—0,014	—0,029	—0,028	—0,013	—0,000	+0,113	+0,326	
	4 „		—0,043	—0,028	—0,028	- 0,041	—0,000	+0,231	+0,616	
	8 „		—0,072	—0,048	—0,100	—0,105	—0,000	+0,374	+0,733	

Um aus diesen Vergleichen nur ein Beispiel hervorzuheben, sei bemerkt, wie für den horizontalen Hauptschnitt des Nicol unter der Platten-Neigung von 65° bei den Gläsern eine Steigerung, beim Sylvin und Steinsalz eine Verminderung des Wärmedurchgangs bei vermehrter Anzahl der Platten eintritt, womit der dort so geringe, hier der so ansehnliche Werth der Coefficienten zwischen 55° und 65, 65° und 75° zusammenhängt.

So bezeichnend alle diese Ergebnisse für die Verschiedenheit der Fälle sind, so haben sie doch die vorliegende Frage nach dem Steigerungsgrade der Wärmezunahme unter jener für dieselbe günstigen Polarisation noch nicht in ein anderes Stadium treten lassen. Auch die Versuche am Sylvin und Steinsalz haben, wie bei den farblosen Gläsern eine Abnahme der (mit dem — Zeichen versehenen) Steigerungscoefficienten, bei jenem schon von 25°, bei diesem von 45° an gezeigt. Der Entscheidung näher zu treten, war nur von einer erheblichen Verringerung der Dicke der Steinsalzplatten zu erwarten. Für die Beschaffung solcher Lamellen bin ich, nach vielen vergeblichen Bemühungen, dem Hrn. Dr. Drenckmann in Leopoldshall zu besonderem Danke verpflichtet, welcher dieselben mit Hülfe der in den Bergwerken arbeitenden Knaben erzielt hat, welche — weil sie über Felsen verfügen — sich im Spalten der Krystalle eine Uebung verschaffen können, die mir selbst zu erwerben das von den verehrlichen Bergwerksvorständen erhaltene Material ein zu kostbares war.

Die nur 1^{mm} dicken Platten gestatteten, die Versuche bis auf 10 derselben auszudehnen. Da es sich gegenwärtig um das *Gesetz der Coefficienten* handelt, so theile ich unmittelbar diese, in der oben (S. 329) beschriebenen Weise erhaltenen Verhältnifszahlen, für die charakteristischen Einfallswinkel von 35° bis 65° unter den bekannten Polarisationsbedingungen mit.

Einfallswinkel:			35°	45°	55°	65°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	1mm dicken Steinsalzes.		0,026	0,105	0,088
	2 Platten			0,090	0,158	0,148
	4 "			0,132	0,260	0,237
	6 "			0,173	0,351	0,306
	8 "			0,256	0,453	0,419
	10 "			0,322	0,538	0,486
45°.	1 Platte	desgl.		0,000	0,000	0,074
	2 Platten			0,000	0,000	0,135
	4 "			0,000	0,000	0,213
	6 "			0,000	0,000	0,252
	8 "			0,000	0,000	0,355
	10 "			0,000	0,000	0,414
horizontal.	1 Platte	desgl.		—0,012	—0,024	+0,045
	2 Platten			—0,017	—0,043	+0,094
	4 "			—0,032	—0,059	+0,126
	6 "			—0,051	—0,088	+0,203
	8 "			—0,073	—0,100	+0,236
	10 "			—0,097	—0,114	+0,268

Die vorliegenden Zahlen stellen sich in den verschiedenen Uebergängen in der That anders zu einander als die früheren. Da man aber voraussetzen darf, daſs die dünnen Steinsalzplatten den *Durchstrahlungsvorgang bei möglichst verschwindender Absorption der durchstrahlten Masse* darstellen, so ist anzunehmen, daſs jene nunmehr erhaltenen Werthe das *Gesetz in verhältniſsmäſsig einfachster Form* erkennen lassen.

Aus ihnen ist nun ersichtlich, daſs

1) die bei *vertikalem Hauptschnitt*, d. h. bei gleichgerichteten Ebenen der ursprünglichen Polarisation durch den Nicol und der Brechung in den diathermanen Platten, auftretenden *Absorptionscoefficienten zwischen* 55° *und* 65° *kleiner als zwischen* 45° *und* 55° sind[1]), eine Eigenthümlichkeit, welche bei Substanzen von irgend erheblicher Absorption, wie die meisten Gläser, durch den von der Dicke abhängigen Einfluſs verdeckt wird;

1) Vergl. auch Pogg. Ann. Bd. CXXVIII, S. 164.

2) die bei *horizontalem Hauptschnitt* des Nicol, d. h. bei gekreuzter Polarisations- und Brechungsebene sich ergebenden (mit — bezeichneten) *Werthe beständig wachsen, bis der Einfallswinkel den Polarisationswinkel erreicht hat.* Diese in dem Gesetz enthaltene *Steigerung des Grades der Wärmezunahme,* welche sich so weit fortsetzt wie die Wärmezunahme selbst, war demnach in den früheren Fällen: bei den Gläsern, dem Sylvin, dickerem Steinsalz durch deren Absorption verhüllt worden. Bei einer Neigung über den Polarisationswinkel hinaus geht die Wärmezunahme in die bekannte Abnahme über.

Die oben (S. 331 und S. 334) indirect gefolgerten Intensitätsverhältnisse vor und nach 55° Neigung haben sich somit der directen Beobachtung ergeben. Zugleich ist die S. 331 angeregte Frage als erledigt zu betrachten.

3) Die einer Stellung des *Nicol auf* 45° oder den nicht polarisirt eintretenden Strahlen zugehörigen Unterschiede beginnen bei den letzten Steinsalzplatten erst bei einer Neigung über 55°. Wenn diese Beobachtung, gegenüber der bei den Gläsern und dem dickeren Steinsalz, überrascht, wonach auch in diesem Falle d. h. unter Umständen, in denen nur die von den Platten selbst erzeugte Polarisation in Betracht kommt, eine Steigerung des Wärmedurchlasses bei Incidenzen unter 55° bemerkbar war, so wird dieselbe dadurch erklärt werden müssen, daſs die Oberfläche bei den gespaltenen Lamellen eine bei weitem unvollkommenere, eine Diffusion der Strahlen begünstigende, als bei den Spiegelgläsern und den geschliffenen und polirten dickeren Steinsalzplatten war.

II.

Hatte es der bisherigen Versuchsreihe obgelegen, die Abhängigkeit des Wärmedurchgangs von der Polarisation, d. h. von der Schwingungsrichtung innerhalb der Wärmestrahlen, möglichst getrennt von dem absorbirenden Einfluſs der durchstrahlten Substanz zu ermitteln, so stellte die folgende sich die Aufgabe, gerade diesen Antheil: den

unter jenen verschiedenen Umständen näher kennen zu lernen.

Eine vorläufige Beobachtung wurde bei horizontaler Stellung des Nicolhauptschnitts an dünnen Blättern gelb und blau *gefärbter Hausenblase* so wie *gelben Glasplatten* angestellt und ergab folgende Ablenkungen am Thermomultiplicator:

Einfallswinkel:			0°	20°	40°	50°	55°	60°	70°	75°
Hauptschnitt des Nicol horizontal.	1 Platte	0mm,12 bis 0mm,18 dicker gelber Hausenblase.	34,25	34,75	34,75	34,75	34,25	33,75	30,25	25,25
	2 Platten		29,25	29,25	29,25	27,75	27,75	26,25	19,25	14,75
	4 „		18,25	18,25	19,25	18,25	17,50	15,00	7,50	3,25
	8 „		6,25	7,25	7,75	7,50	6,50	5,25	1,50	0,00
	1 Platte	0mm,07 bis 0mm,10 dicker blauer Hausenblase.	15,00	15,25	15,50	15,50	15,50	15,00	13,50	12,00
	2 Platten		10,00	10,00	10,00	9,50	9,50	9,50	7,75	6,50
	4 „		5,50	5,50	5,50	5,50	5,50	5,25	3,50	2,50
	8 „		2,50	2,50	2,50	2,50	2,50	2,25	1,00	0,00
	1 Platte	1mm,00 bis 1mm,25 dicken dunkelgelben Glases.	27,75	29,75	30,25	30,25	30,00	30,00	28,00	24,75
	2 Platten		19,75	20,75	21,75	22,25	22,25	22,25	18,50	14,75
	4 „		9,75	10,00	10,50	11,00	11,00	10,25	7,25	4,50
	8 „		2,25	2,75	3,00	3,75	3,75	3,25	1,50	0,75
	1 Platte	1mm dicken hellgelben Glases.	27,00	27,00	28,00	28,00	28,00	27.00	23,00	20,50
	2 Platten		20,50	21,00	21,00	21,00	20,50	20,00	15,50	12,00
	4 „		7,00	7,50	8,00	8,00	8,00	7,00	4,50	2,50
	8 „		2,00	2,00	2,25	2,75	3,00	2,75	1,00	0,25

Bei diesen Versuchen war stets die nämliche kreisrunde Oeffnung von 12^{mm} Durchmesser den Strahlen vor ihrem Eintritt in die geneigten Lamellen dargeboten worden, d. h. es war immer dieselbe Wärmemenge zu ihnen gelangt. Die Abnahme der Zahlen bei einer und derselben Incidenz z. B. 0^0 von 1 bis 8 Platten zeigt deutlich den mit der Dicke schnell wachsenden Einfluſs der Absorption. Nichts desto weniger ist derjenige, welchen die mit gröſserer Neigung ebenfalls vermehrte Dicke der durchstrahlten Schichten herbeiführt, bei der vorliegenden, den Durchgang der Wärme begünstigenden Polarisation nicht allein, wie bei der blauen Hausenblase, compensirt, sondern, wie in allen übrigen Fällen, sogar durch einen reichlicheren Durchgang bei gröſserer als bei geringerer Neigung der Platten überwogen worden.

Bemerkenswerth ist dabei, wie *das in der Masse gefärbte dunkelgelbe, orangefarbene Glas selbst bei etwas gröſserer Dicke* durchweg *höhere Ablenkungen* am Thermoskop auftreten lieſs *als das mit der farbigen Schicht nur überfangene hellgelbe,* d. h. sich *diathermaner* erwies *als das durchsichtigere.*

Um die mit der Neigung zusammenhängenden Aenderungen bei verschiedener Plattenzahl besser mit einander vergleichen zu können, ist bei einer zweiten Versuchsreihe an die Stelle der constanten kreisrunden Oeffnung ein Spalt von beliebig zu ändernder Weite gesetzt worden, welcher bei Vermehrung der Platten in dem Grade breiter gemacht wurde, daſs für die Incidenz 0^0 der gröſsere Absorptionsverlust durch eine reichlicher eintretende Wärmemenge dergestalt ausgeglichen wurde, daſs die lothrecht hindurchgegangenen Strahlen stets (wie bei den früheren Versuchen) eine und dieselbe Ablenkung am Thermomultiplicator hervorbrachten.

Die folgenden, mit den gelben Gläsern gewonnenen Beobachtungen stellen die Polarisation bei vertikalem Hauptschnitt des Nicol mit der bei horizontalem Hauptschnitt zusammen. Zum Vergleich war den farbigen Gläsern ein farbloses (von $2^{mm},5$ Dicke) beigegeben worden.

Einfallswinkel:			0°	20°	40°	50°	55°	60°	70°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	farblosen Glases.	15	15,00	14,75	14,25	13,50	12,40	10,00	8,50
		dunkelgelben Glases.	15	14,90	14,25	13,50	12,50	11,50	8,50	7,00
		hellgelben Glases.	15	14,50	14,25	13,50	12,25	11,00	8,00	5,50
	2 Platten	farblosen Glases.	15	14,50	13,40	11,50	10,50	9,50	6,50	5,25
		dunkelgelben Glases.	15	14,25	13,00	10,50	8,75	7,50	4,50	3,50
		hellgelben Glases.	15	14,00	12,50	10,00	8,50	7,50	4,50	3,50
	8 Platten	farblosen Glases.	15	13,80	10,50	8,25	6,00	3,00	2,25	0,75
		dunkelgelben Glases.	15	13,00	10,00	7,50	5,00	2,50	1,25	0,00
		hellgelben Glases.	15	12,50	10,00	7,50	5,00	2,50	1,25	0,00
horizontal.	1 Platte	farblosen Glases.	15	15,50	16,00	16,75	17,50	16,75	15,25	14,00
		dunkelgelben Glases.	15	15,00	15,50	15,50	16,00	15,50	14,50	12,50
		hellgelben Glases.	15	15,00	15,50	15,50	15,50	15,00	13,50	11,75
	2 Platten	farblosen Glases.	15	15,50	16.50	17,00	18,00	17,00	14,50	12,50
		dunkelgelben Glases.	15	15,50	16,00	16,25	16,50	15,50	13,00	9,50
		hellgelben Glases.	15	15,25	15,75	16,00	16,25	15,50	12,50	7,00
	8 Platten	farblosen Glases.	15	17,10	18,75	21,00	21,75	20,70	12,75	9,90
		dunkelgelben Glases.	15	16,50	18,00	18,75	18,75	16,50	9,75	6,00
		hellgelben Glases.	15	15,75	17,25	18,00	18,00	16,20	7,50	3,00

Diese Zahlen geben deutlich zu erkennen, wie bei vertikalem Hauptschnitt des Nicol, dessen Polarisation die Durchstrahlung in weiten Gränzen beeinträchtigt, die gelben Gläser eine stärkere Abnahme bewirken als das farblose und wie die bei horizontaler Lage des Hauptschnitts eintretende Steigerung bei jenen eine schwächere als bei diesem ist. Nichts desto weniger tritt hier die Abnahme auch bei den gelben Gläsern erst bei Ueberschreitung des Polarisationswinkels (55°) ein, worauf sie bei ihnen wieder bedeutender ist als bei dem farblosen Glase. Verminderung in dem einen, wie Vermehrung des Durchgangs in dem andern Falle werden durch die gröſsere Plattenzahl befördert.

Um die mannigfachen Fälle der Absorption, so weit sie gegen die verschiedenen Wärmefarben: Strahlen von ungleicher Wellenlänge, gerichtet ist, möglichst zu umfassen, kamen Gläser noch anderer Farbe, überhaupt von allen Nüancen des prismatischen Sonnenbildes vom roth bis zum blau, zur Anwendung.

Dieselben wurden, wie schon bei früheren Beobachtungsreihen — zum besseren Anschluſs an den Wendepunkt 55° — auf die Neigungswinkel 15°, 25°, 35°, 45° u. s. w. eingestellt.

Die mit einem *dunkel-* und einem *hellrothen* Ueberfang-*Glase*, verglichen mit einem farblosen, angestellten Untersuchungen sind in der folgenden Uebersicht enthalten, welche auſser den extremen Fällen der Polarisation bei vertikalem und horizontalem Hauptschnitt des Nicol auch den — den ursprünglich nicht polarisirt einfallenden Strahlen entsprechenden — Zwischenfall der Nicolstellung auf 45° aufführt.

Einfallswinkel:			0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	1^{mm} dicken farblosen Glases.	12	12,00	11,88	11,70	11,40	10,80	9,30	6,60
	2 Platten		12	11,81	11,45	10,80	9,90	8,40	6,90	4,32
	4 „		12	11,76	11,40	10,20	8,70	6,00	3,90	1,94
	1 Platte	$1^{mm},5$ bis $2^{mm},0$ dicken dunkelrothen Glases.	12	11,83	11,64	11,41	10,75	9,75	8,25	5,25
	2 Platten		12	11,75	11,25	10,50	9,50	7,25	5,25	3,00
	4 „		12	11,50	10,50	9,00	6,50	4,00	2,00	0,80
	1 Platte	$1,^{mm}25$ bis $1^{mm},5$ dicken hellrothen Glases.	12	11,75	11,50	11,25	10,25	9,00	7,00	3,75
	2 Platten		12	11,62	10,87	9,75	8,50	6,38	4,12	2,00
	4 „		12	11,00	9,40	8,00	5,00	3,00	1,34	0,50
45°	1 Platte	1^{mm} dicken farblosen Glases.	12	12,00	12,00	12,00	12,00	12,00	11,40	9,60
	2 Platten		12	12,00	12,00	12,00	12,00	11,76	10,56	8,40
	4 „		12	12,00	12,00	12,00	12,00	11,63	8,88	5,34
	1 Platte	$1^{mm},5$ bis $2^{mm},0$ dicken dunkelrothen Glases.	12	12,00	12,00	12,00	12,00	11,50	10,35	7,63
	2 Platten		12	12,00	12,00	12,00	11,50	11,00	8,50	5,50
	4 „		12	12,00	12,00	12,00	11,40	10,80	7,50	3,75
	1 Platte	$1^{mm},25$ bis $1^{mm},5$ dicken hellrothen Glases.	12	12,00	12,00	12,00	11,50	11,00	9,00	5,87
	2 Platten		12	12,00	12,00	12,00	11,20	10,20	7,20	4,20
	4 „		12	12,00	12,00	11,00	10,00	8,00	4,68	2,14

Einfallswinkel:			0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
horizontal.	1 Platte	1mm dicken farblosen Glases.	12	12,00	12,12	12,30	12,60	12,60	12,00	11,24
	2 Platten		12	12,12	12,30	12,96	13,50	13,50	12,30	9,78
	4 "		12	12,26	12,74	13,50	14,24	15,00	13,34	8,10
	1 Platte	1mm,5 bis 2mm,0 dicken dunkelrothen Glases.	12	12,05	12,15	12,25	12,40	12,50	11,70	10,75
	2 Platten		12	12,15	12,45	12,80	13,25	13,50	12,12	8,75
	4 "		12	12,30	12,70	13,30	13,75	14,00	12,37	6,25
	1 Platte	1mm,25 bis 1mm,5 dicken hellrothen Glases.	12	12,00	12,00	12,00	12,00	12,00	11,00	9,39
	2 Platten		12	12,00	12,10	12,25	12,25	12,25	10,75	7,75
	4 "		12	12,20	12,40	12,60	12,75	12,75	9,00	4,27

Innerhalb der ***ersten Gruppe*** sind die mit wachsendem Einfallswinkel und vermehrter Plattenzahl abnehmenden Werthe beim dunkelrothen Glase geringer als die den gleichen Winkeln und gleicher Plattenzahl zugehörigen des farblosen Glases, beim hellrothen kleiner als die entsprechenden Werthe des dunkelrothen.

Der Unterschied in diesen Werthen verschiedener Gläser wächst mit ihrer Neigung und ihrer Anzahl. So geht z. B. bei 4 farblosen Gläsern die Intensität vom Einfallswinkel 0° bis 75° auf etwa den 6ten, bei 4 Platten dunkelrothen Glases auf den 15ten, bei 4 hellrothen Gläsern auf den 24ten Theil herab. — Für eine und dieselbe Incidenz z. B. 75° verhält sich der Durchgang durch 1 Platte zu dem durch 4 Platten beim farblosen Glase wie 3,4 : 1, beim dunkelrothen wie 6,6 : 1, beim hellrothen wie 7,5 : 1.

Die Zahlen der *mittleren Gruppe* weisen eine constante Durchstrahlung der Wärme bis zur Neigung der Platten des farblosen Glases von 55°, des dunkelrothen von 45°, des hellrothen von 35° nach, aber auch bei den letzteren erfolgt ein beschleunigtes Herabsteigen der Intensität erst bei einer Incidenz über 55°, beim dunkelrothen schneller als beim farblosen, beim hellrothen schneller als beim dunkelrothen.

Die Steigerung der Durchstrahlung in der *letzten Gruppe* kommt bei den dunkelrothen Gläsern derjenigen bei den farblosen sehr nahe, aber auch bei dem hellrothen, bei welchem sie den geringsten Grad erreicht, erhält sie sich noch bis 55°. Dann tritt eine Abnahme ein, welche zwischen 55° und 75° den betreffenden Maximalwerth bei 4 farblosen Gläsern nicht ganz auf die Hälfte, bei 4 dunkelrothen auf etwas weniger als die Hälfte, bei den 4 hellrothen Gläsern auf den dritten Theil zurückführt. Für den Einfallswinkel 75° beträgt die Reduction der durchgestrahlten Wärme von 1 Platte auf 4 Platten beim farblosen Glase wie 1,4 : 1; beim dunkelrothen wie 1,7 : 1; beim hellrothen wie 2,2 : 1.

Eine besondere Eigenthümlichkeit bieten noch die Durchgänge der Wärme bei der Incidenz 65° dar. Die vielbesprochene Steigerung derselben vor Erreichung des Winkels 55° wird durch die Anzahl der Glasplatten begünstigt. Demgemäfs nehmen in der dritten Rubrik der vorigen Tabelle für 0° bis 55° die Zahlen in vertikaler Reihe von 1 auf 4 Platten bei jedem Glase zu. Bei sehr diathermanen Substanzen findet dies auch nach Ueberschreitung des Polarisationswinkels noch eine Zeit lang statt, bei weniger diathermanen aber überwiegt alsdann der mit der Dicke gesteigerte Einflufs der Absorption. Jenes beobachtet man am farblosen und dunkelrothen, dies am hellrothen Glase. Bei jenen vergröfsern sich auch unter 65° die Beträge von 1 auf 4 Platten, bei diesem vermindern sie sich. Immer freilich ist der steigernde Einflufs der Plattenvermehrung bis 55° gröfser als über 55° hinaus. Derselbe läfst z. B.

bei 4facher Plattenzahl des farblosen Glases den Wärmedurchgang unter 55° von 12,6 auf 15 oder 12 : 14,29, unter 65° nur in dem Verhältnifs von 12 : 13,34 sich erhöhen [1]).

Aus allen diesen Wahrnehmungen ergiebt sich zugleich die nicht vorherzusehende Thatsache, dafs (ähnlich wie bei dem dunkel- und hellgelben Glase, S. 346) *das dunkelrubinrothe Glas*, welches auf ein in dicker Schicht gelblich erscheinendes Unterglas aufgetragen war, erheblich *diathermaner als das durchsichtigere: hellrothe*, überdies mit einer dünneren (auf hoher Kante bläulichen) Unterlage versehene Glas sich zeigt: eine Erscheinung, welche auf die Mitwirkung der unsichtbaren Wärmestrahlen und die Abhängigkeit der Absorptionsverhältnisse von der chemischen Beschaffenheit der färbenden Substanz hinweist.

Der reichliche Durchgang der Wärme überhaupt, zumal aber seine Steigerung beim Neigen einer ganzen Anzahl solcher, die sichtbaren Strahlen stark zurückhaltender dunkelrother Gläser (welche z. B. selbst in 4 Platten unter 65° noch mehr Wärme hindurchliefsen als bei der Incidenz 0°, d. h. bei dem Minimum der zu durchstrahlenden Dicke) hatte, besonders dem entgegengesetzten Verhalten der hellrothen gegenüber, etwas höchst Ueberraschendes. Ueberhaupt erleichterten die Lichterscheinungen die Untersuchung nicht und wäre es unmöglich gewesen, auf rein optischem Wege zu einer genauen Kenntnifs der Gesetze dieses Vorgangs zu gelangen.

1) Um jedem Mifsverständnifs über den Einflufs der Plattenvermehrung bei horizontalem Hauptschnitt und Einfallswinkeln über 55° vorzubeugen, sey noch erwähnt, dafs für eine constante Plattenzahl die hindurchstrahlende Wärme mit wachsendem Einfallswinkel jedesmal verhältnifsmäfsig desto schneller und weiter herabsinkt, je gröfser die Anzahl der Platten, es aber dessen ungeachtet bei sehr diathermanen Körpern vorkommt, dafs bei einem und demselben Einfallswinkel (60°, 65°) über 55° der absolute Betrag der hindurchgehenden Wärme bei mehreren Platten höher als bei einer einzigen ist, sofern bei der Incidenz 0° in allen Fällen mit einer gleichen hindurchgelassenen Wärmemenge begonnen wurde.



Um die Uebergänge der Durchstrahlung von einem Stadium zum andern besser vergleichen zu können, sind wieder die *Verhältnifszahlen* gebildet, welche sich durch Division eines jeden der vorbeobachteten Werthe in die Differenz zwischen ihm und seinem in horizontaler Reihe folgenden Nachbarwerthe ergeben. Die nachstehende Tabelle enthält diese Coefficienten.

Einfallswinkel:			0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	1mm dicken farblosen Glases.	0,000	0,010	0,015	0,026	0,053	0,139	0,290	
	2 Platten		0,016	0,030	0,057	0,083	0,152	0,179	0,374	
	4 „		0,020	0,036	0,101	0,147	0,310	0,350	0,502	
	1 Platte	1mm,5 bis 2mm,0 dicken dunkelrothen Glases.	0,014	0,016	0,020	0,058	0,093	0,154	0,364	
	2 Platten		0,021	0,043	0,067	0,095	0,237	0,276	0,429	
	4 „		0,042	0,087	0,143	0,278	0,385	0,500	0,600	
	1 Platte	1mm,25 bis 1mm,5 dicken hellrothen Glases.	0,021	0,021	0,022	0,089	0,122	0,222	0,464	
	2 Platten		0,031	0,065	0,103	0,128	0,249	0,354	0,515	
	4 „		0,083	0,145	0,149	0,375	0,400	0,553	0,627	

Einfallswinkel:			0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
45°.	1 Platte	1mm dicken farblosen Glases.	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,050	0,158	
	2 Platten		0,000	0,000	0,000	0,000	0,020	0,102	0,205	
	4 „		0,000	0,000	0,000	0,000	0,031	0,236	0,399	
	1 Platte	1mm,5 bis 2mm,0 dicken dunkelrothen Glases.	0,000	0,000	0,000	0,000	0,042	0,100	0,263	
	2 Platten		0,000	0,000	0,000	0,042	0,043	0,227	0,353	
	4 „		0,000	0,000	0,000	0,050	0,053	0,306	0,500	
	1 Platte	1mm,25 bis 1mm,5 dicken hellrothen Glases.	0,000	0,000	0,000	0,042	0,055	0,172	0,348	
	2 Platten		0,000	0,000	0,000	0,067	0,089	0,294	0,417	
	4 „		0,000	0,000	0,083	0,091	0,200	0,415	0,543	
horizontal.	1 Platte	1mm dicken farblosen Glases.	−0,000	−0,010	−0,015	−0,024	−0,000	+0,048	+0,062	
	2 Platten		−0,010	−0,015	−0,054	−0,042	−0,000	+0,089	+0,205	
	4 „		−0,022	−0,039	−0,059	−0,055	−0,053	+0,110	+0,393	
	1 Platte	1mm,5 bis 2mm,0 dicken dunkelrothen Glases.	−0,004	−0,008	−0,008	−0,012	−0,008	+0,064	+0,081	
	2 Platten		−0,012	−0,025	−0,028	−0,035	−0,019	+0,102	+0,278	
	4 „		−0,025	−0,033	−0,047	−0,034	−0,011	+0,116	+0,495	
	1 Platte	1mm,25 bis 1mm,5 dicken hellrothen Glases.	−0,000	−0,000	−0,000	−0,000	−0,000	+0,083	+0,146	
	2 Platten		−0,000	−0,008	−0,012	−0,000	−0,000	+0,122	+0,279	
	4 „		−0,017	−0,016	−0,016	−0,011	−0,000	+0,294	+0,526	

Ein Blick auf diese Tafel zeigt *zunächst für jede einzelne diathermane Substanz*

1) bei vertikalem Hauptschnitt des Nicol die mit dem Neigungswinkel (in horizontaler Linie) und der Plattenzahl (in vertikaler Reihe) stetig wachsenden Absorptionscoefficienten;

2) bei unter 45° gedrehtem Nicol eine anfängliche, die Absorption aufhebende Compensation, welche jene erst bei Annäherung des Einfallswinkels an den Polarisationswinkel eintreten und allmälig bei fortgesetzter Neigung und Plattenvermehrung sich steigern läfst;

3) bei horizontalem Hauptschnitt nicht nur ein Aufheben der Absorption, sondern vielmehr eine, durch die (mit — bezeichneten) Intensitätszunahme-Coefficienten dargestellte, durch die Plattenzahl erhöhte Vermehrung des Wärmedurchlasses. Erst bei dem Ueberschreiten des Polarisationswinkels (55°) gehen die negativen in die positiven Coefficienten über, d. h. an Stelle des gesteigerten tritt nun auch hier ein verminderter Durchgang der Wärme, und diese positiven Absorptionscoefficienten wachsen wieder mit dem Einfallswinkel (in horizontaler Reihe) und der Anzahl der Platten (in vertikaler Linie).

4) innerhalb der nämlichen Neigungswinkel und für eine und dieselbe Anzahl von Glasplatten sind die Coefficienten am gröfsten bei vertikalem, kleiner bei unter 45° gerichtetem, am kleinsten bei horizontalem Hauptschnitt des Nicol.

Für ungleich diathermane Körper, welche nach ihrer allgemeinen Fähigkeit die Wärme hindurchzulassen geordnet sind, gilt, dafs

1) bei vertikalem Nicol-Hauptschnitt die, gleichen Neigungswinkeln und gleicher Plattenzahl angehörigen Verhältnifszahlen am niedrigsten sind bei dem diathermansten Körper, höher bei dem folgenden, am höchsten bei der wenigst diathermanen Substanz;

2) bei auf 45° gestelltem Nicol die Constanz der hindurchgestrahlten Wärme sich bei fortgesetztem Neigen am

längsten erhält bei den diathermansten Platten, früher abbricht bei weniger diathermanen, bei noch kleinerem Einfallswinkel für die wenigst diathermanen; auch die Vermehrung der Platten solcher nicht unerheblich absorbirender Körper dieses Aufhören der constanten Menge hindurchgehender Wärme beschleunigt. An die Stelle der, diese Gleichmäſsigkeit erhaltenden Compensation tritt alsdann eine überwiegende Absorption, von deren Coefficienten dasselbe gilt, wie von denen der ersten Gruppe (bei vertikalem Hauptschnitt).

3) bei horizontalem Hauptschnitt sind die (negativen) Intensitätszunahme-Werthe desto kleiner, und erreichen bei fortdauerndem Neigen ihr Maximum bei um so kleinerem Einfallswinkel, je weniger diatherman die durchstrahlte Substanz ist. Indeſs findet der Uebergang in die (positiven) Intensitätsabnahme-Werthe in keinem Beispiel vor dem Ueberschreiten des Polarisationswinkels statt und innerhalb der nämlichen Incidenzen wird der betreffende Steigerungsgrad durch die Vermehrung der Platten begünstigt. Die positiven Absorptionscoefficienten dieser Gruppe folgen derselben Regel wie die der beiden ersten.

4) die Unterschiede der an den diathermansten bis zu den wenigst diathermanen Platten auftretenden Coefficienten sind in den mannigfachsten Vergleichen bei vertikalem Hauptschnitt des Nicol am kleinsten, gröſser bei dem unter 45° gestellten, am gröſsten bei horizontalem Hauptschnitt.

Die mit *grünen* und *blauen Gläsern* erhaltenen Resultate sind in der folgenden Uebersicht zusammengestellt, in welcher, wenn zwar gleichzeitig die beiden grünen, so wie für sich die zwei blauen Gläser untersucht waren, doch, um die Platten nach ihrer Diathermanität zu ordnen, das hell- und dunkelblaue Glas zwischen ein hellgelblich grünes und ein hellbläulich grünes gesetzt worden sind [1]). Zum Vergleich ist ihnen dasselbe farblose Glas wie den rothen Gläsern hinzugefügt worden.

1) Es war bei dieser Ermittelung eigenthümlich, daſs eine Platte des gelblich grünen Glases sich weniger diatherman, als eine des hellblauen, dagegen vier Platten des ersteren sich diathermaner zeigten als vier des letzteren Glases.

Die Zahlen sind Ablenkungen der Galvanometernadel, bewirkt durch Einstrahlung der zu messenden hindurchgegangenen Wärme auf die mit dem Galvanometer verbundene Thermosäule.

Einfallswinkel:			0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	1mm dicken farblosen Glases.	10	10,00	9,90	9,75	9,50	9,00	7,75	5,50
	2 Platten		10	9,84	9,54	9,00	8,25	7,00	5,75	3,60
	4 "		10	9,80	9,50	8,50	7,25	5,00	3,25	1,62
	1 Platte	2mm dicken hellgelblich grünen Glases.	10	9,90	9,80	9,50	9,00	8,50	7,20	4,75
	2 Platten		10	9,80	9,40	8,90	8,00	6,50	4,75	2,75
	4 "		10	9,67	9,25	8,00	6,70	4,33	2,60	1,20
	1 Platte	2mm dicken hellblauen Glases.	10	9,90	9,75	9,25	8,75	8,00	7,00	4,50
	2 Platten		10	9,75	9,35	8,30	8,00	6,20	4,25	2,25
	4 "		10	9,50	9,00	8,00	6,20	3,80	2,25	1,00
	1 Platte	1mm,25 bis 2mm dicken dunkelblauen Glases.	10	9,80	9,50	9,00	8,00	7,00	6,00	3,50
	2 Platten		10	9,50	9,00	8,00	7,00	4,50	2,50	1,25
	4 "		10	9,30	8,25	6,75	5,25	3,00	1,50	0,75
	1 Platte	1mm,25 dicken hellbläulich grünen Glases.	10	9,65	9,33	9,00	8,00	6,40	4,80	2,80
	2 Platten		10	9,40	8,80	8,00	6,40	4,00	2,40	1,00
	4 "		10	9,00	8,00	6,50	5,00	2,50	1,25	0,30

Einfallswinkel:			0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
45°.	1 Platte	1mm dicken farblosen Glases.	10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	9,50	8,00
	2 Platten		10	10,00	10,00	10,00	10,00	9,80	8,80	7,00
	4 "		10	10,00	10,00	10,00	10,00	9,69	7,40	4,45
	1 Platte	2mm dicken hellgelblich grünen Glases.	10	10,00	10,00	10,00	10,00	9,90	9,35	7,57
	2 Platten		10	10,00	10,00	10,00	10,00	9,75	8,75	5,50
	4 "		10	10,00	10,00	10,00	10,00	9,60	7,30	3,50
	1 Platte	2mm dicken hellblauen Glases.	10	10,00	10,00	10,00	10,00	9,75	9,00	7,00
	2 Platten		10	10,00	9,80	9,65	9,60	9,10	7,50	5,00
	4 "		10	10,00	9,60	9,31	9,15	8,25	5,75	2,75
	1 Platte	1mm,25 bis 2mm dicken dunkelblauen Glases.	10	10,00	10,00	10,00	9,90	9,50	8,00	6,00
	2 Platten		10	9,90	9,65	9,50	9,40	8,50	6,75	4,00
	4 "		10	9,80	9,40	9,12	8,95	8,00	5,50	2,00
	1 Platte	1mm,25 dicken hellbläulich grünen Glases.	10	9,90	9,75	9,60	9,00	8,50	7,00	5,37
	2 Platten		10	9,78	9,44	9,11	8,78	7,78	6,44	3,33
	4 "		10	9,65	9,25	8,90	8,50	7,25	5,00	1,50

Einfallswinkel:			0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
horizontal.	1 Platte	1mm dicken	10	10,00	10,10	10,25	10,50	10,50	10,00	9,37
	2 Platten	farblosen	10	10,10	10,25	10,80	11,25	11,25	10,25	8,15
	4 "	Glases.	10	10,22	10,62	11,25	11,87	12,50	11,12	6,75
	1 Platte	2mm dicken	10	10,00	10,10	10,25	10,50	10,50	10,00	9,00
	2 Platten	hellgelblich grünen	10	10,00	10,15	10,60	11,00	11,00	10,10	6,67
	4 "	Glases.	10	10,20	10,50	11,12	11,80	12,40	10,75	5,75
	1 Platte	2mm dicken	10	10,00	10,00	10,20	10,40	10,40	9,75	9,00
	2 Platten	hellblauen	10	10,00	10,15	10,40	10,75	10,75	9,50	6,50
	4 "	Glases.	10	10,15	10,37	10,80	11,25	11,50	9,12	5,00
	1 Platte	1mm,25 bis 2mm	10	10,00	10,00	10,10	10,25	10,25	9,50	8,50
	2 Platten	dicken dunkelblauen	10	10,00	10,10	10,25	10,50	10,50	8,75	5,50
	4 "	Glases.	10	10,10	10,25	10,60	11,00	11,00	8,00	3,00
	1 Platte	1mm,25 dicken	10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	9,25	8,00
	2 Platten	hellbläulich grünen	10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	8,70	5,22
	4 "	Glases.	10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	7,70	2,68

Diese Werthe zeigen, wie (ungeachtet der für die senkrechte Incidenz bei sämmtlichen Gläsern mittelst Regulirspaltes gleich hergestellten hindurchgedrungenen Wärme) bei allen Neigungen, *die Durchstrahlung durch das hellbläulich grüne Glas nicht allein erheblich geringer als durch das nicht hellere, fast doppelt so dicke gelblich grüne, sondern selbst als das bedeutend weniger durchsichtige dunkelblaue Glas* ist. Es ist dabei zu bemerken, daſs sowohl die grünen wie das hellblaue und zwei Platten des dunkelblauen Glases in der Masse gefärbt waren. Die beiden andern 2^{mm} dicken dunkelblauen Gläser waren zwar nur überfangen, zeigten jedoch, einer besonderen Ermittelung gemäſs, dieselbe Diathermanität wie die $1^{mm},25$ dicken in der Masse gefärbten.

Die allgemeine Gesetzmäſsigkeit wird durch die vorstehende Tabelle in übersichtlichster Form erkennbar.

1) Fallen unter sich parallele Wärmestrahlen auf eine allmälig vermehrte Anzahl paralleler diathermaner Platten und ist die bei senkrechter Incidenz durch diese ungleiche Zahl von Platten hindurchgehende Wärme in Folge besonderer Regelung jedesmal die nämliche, so geht beim Drehen derselben unter gleichem Neigungswinkel und gleicher Plattenzahl ein um so geringerer Wärme-Antheil hindurch, je weniger die Substanz der Platten diatherman ist, die Wärmestrahlen mögen unpolarisirt oder in irgend welcher Ebene polarisirt seyn.

Innerhalb jeder der drei, durch die Polarisition der Strahlen von einander unterschiedenen, Rubriken sind die demselben Einfallswinkel und der nämlichen Plattenzahl zugehörigen Angaben des Thermomultiplicators am gröſsten beim farblosen Glase, kleiner beim gelblich grünen, wiederum kleiner beim hellblauen, noch geringer beim dunkelblauen, am geringsten beim bläulich grünen Glase.

Der Grad der Abnahme dieser hindurchstrahlenden Wärme bei fortgesetzter Neigung und Plattenvermehrung steht in umgekehrtem Verhältniſs zur Diathermanität des durchstrahlten Körpers.

Unter den vorliegenden Beispielen sind zu leichtem Ueberblick die extremen Fälle des farblosen und bläulich grünen Glases die geeignetsten. In jeder Abtheilung stehen z. B. die Werthe für 1 Platte bei 0° und 75°, so wie für 75° bei 1 und 4 Platten einander am nächsten be dem ersteren, am fernsten bei dem letzteren Glase.

2) Bei unpolarisirt (oder unter 45° polarisirt) einfallender Wärme wird durch die, mit der Brechung in den Platten zusammenhängende, erst in ihnen erzeugte theilweise Polarisation (deren Ebene auf der Brechungsebene senkrecht steht) die Abnahme der Wärme in den gedachten Fällen anfangs ganz oder zum Theil aufgehoben, desto vollkommener je diathermaner, in um so geringerem Maſse, je weniger diatherman die durchstrahlten Substanzen.

Der Vergleich der Gläser in der zweiten Rubrik zeigt, wie die constante Wärmeintensität beim farblosen und gelblich grünen Glase sich bis zum Einfallswinkel 55°, beim hellblauen bis 25° erhält, beim dunkelblauen und bläulich grünen aber schon bei 15° eine Abnahme beginnt, die von 55° ab erheblich sich steigert.

Sind die Wärmestrahlen vor ihrem Eintritt in die Platten bereits derart vollständig polarisirt, daſs ihre Polarisationsebene mit der Brechungsebene zusammenfällt, so findet ein mit wachsender Neigung und Plattenzahl stetig verminderter Durchgang derselben statt. Die zur Thermosäule gelangenden Wärmeintensitäten sind demnach geringer als in dem vorigen Falle und steigen desto tiefer und um so schneller herab, je weniger diatherman die durchstrahlten Platten.

Die dem farblosen Glase zugehörigen Werthe der ersten Rubrik (Hauptschnitt des Nicol vertikal), verglichen mit denen des bläulich grünen Glases, zwischen welche das gelblich grüne und die blauen Gläser entsprechend sich einreihen, lassen hierüber keinen Zweifel. Sämmtliche Zahlen dieser Abtheilung sind kleiner als die einer gleichen Stufe angehörigen der vorbesprochenen (Hauptschnitt 45°). Bei einfachem farblosem Glase geht beim Neigen von 0°

auf 75° die auf der andern Seite desselben austretende Wärme von 10 auf 5,5, bei bläulich grünem von 10 auf 2,8 herab. — Für 75° vermindert dieselbe sich bei der Durchstrahlung von 1, dann 4 farblosen Gläsern von 5,5 auf 1,62 (oder 1 : 0,30), bei 1 und 4 bläulich grünen von 2,8 auf 0,30 (d. h. 1 : 0,11).

Ist aber die ursprüngliche Polarisation eine solche, daſs Polarisations- und Brechungsebene unter 90° gegen einander gekreuzt sind, so wird bis der Einfallswinkel den Polarisationswinkel überschreitet, selbst bei stark absorbirenden Substanzen jene Verminderung der Wärme mehr als aufgehoben: es tritt eine Steigerung der Intensität an ihre Stelle, welche desto beträchtlicher ist, je diathermaner die Platten. Die beim Ueberschreiten des Polarisationswinkels erfolgende Abnahme der Wärme bleibt aber immer noch eine geringere, als bei den nicht polarisirt eintretenden Strahlen. Durchgehends sind dem zufolge die Durchstrahlungs-Werthe unter diesen Verhältnissen die höchsten.

Die Vermehrung der Platten begünstigt die gedachte Steigerung, und zwar macht dieser Einfluſs sich in desto höherem Grade und auf um so weitergehende Neigung geltend, je diathermaner die Substanz, bis schlieſslich bei allen die fortgesetzte Vergröſserung des Winkels und die Vermehrung der Platten eine Abnahme der hindurchstrahlenden Wärme herbeiführt.

Die in der dritten Rubrik (Nicol-Hauptschnitt horizontal) enthaltenen Beobachtungen erweisen lauter höhere Werthe als die an entsprechender Stelle stehenden der zweiten Abtheilung. Sie lassen ferner bei den vier ersten Gläsern zwischen 0° und 55° (ihrem Polarisationswinkel) eine mit der Plattenzahl wachsende Steigerung des Wärmedurchgangs erkennen, welche vom farblosen Glase an, beim gelblich grünen, zum hell- und dunkelblauen in dem Maaſse geringer wird, als die Diathermanität der Glasmasse in derselben Reihenfolge abnimmt. Bei dem wenigst diathermanen bläulich grünen Glase erhält sich zwischen 0° und



55° an 1 wie an 4 Platten nur die Constanz der Wärmeintensität: die sonst eintretende Steigerung wird durch die Absorption vollkommen compensirt. Bei der Incidenz 65° zeigt sich die charakteristische Eigenthümlichkeit, daſs unter Vermehrung der diathermaneren farblosen und gelblich grünen Gläser eine Erhöhung der Durchstrahlung, bei gröſserer Zahl der weniger diathermanen blauen und bläulich grünen Gläser aber eine Verminderung erfolgt. Bei 75° ist bei allen eine durch die gröſsere Plattenzahl beförderte Schwächung der Wärme ersichtlich.

Die besonderen Grade von Zu- und Abnahme der hindurchgehenden Wärme in den einzelnen Stadien dieser Vorgänge, welche mit Rücksicht auf jene allmälige Diathermanitätsänderung sich an einander anschlieſsen, werden am besten an den, wie oben bestimmten, *Coefficienten* erkannt, deren Bildung neben dieser Gesammtübersicht der Erscheinungen den Vortheil gewährt, durch ihr Verhältniſs zu einander etwaige Unregelmäſsigkeiten aufzufinden und somit eine einzelne Beobachtung, der ganzen Reihe gegenüber, zu controlliren.

Auf dieselben Gläser bezüglich sind sie in der folgenden Tafel enthalten.

Einfallswinkel:			0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	1mm dicken farblosen Glases.	0,000	0,010	0,015	0,026	0,053	0,139	0,290
	2 Platten		0,016	0,030	0,057	0,083	0,152	0,179	0,374
	4 "		0,020	0,036	0,101	0,147	0,310	0,350	0,502
	1 Platte	2mm dicken hellgelblich grünen Glases.	0,010	0,010	0,031	0,053	0,056	0,153	0,340
	2 Platten		0,020	0,041	0,053	0,101	0,187	0,269	0,421
	4 "		0,033	0,043	0,135	0,162	0,354	0,400	0,538
	1 Platte	2mm dicken hellblauen Glases.	0,010	0,015	0,051	0,054	0,086	0,125	0,357
	2 Platten		0,025	0,041	0,059	0,091	0,225	0,315	0,471
	4 "		0,050	0,053	0,111	0,225	0,387	0,408	0,555
	1 Platte	1mm,25 bis 2mm dicken dunkelblauen Glases.	0,020	0,031	0,053	0,111	0,125	0,143	0,417
	2 Platten		0,050	0,053	0,111	0,125	0,357	0,444	0,500
	4 "		0,070	0,113	0,182	0,222	0,429	0,500	0,633
	1 Platte	1mm,25 dicken hellbläulich grünen Glases.	0,035	0,033	0,035	0,111	0,200	0,250	0,417
	2 Platten		0,060	0,064	0,091	0,200	0,375	0,400	0,583
	4 "		0,100	0,111	0,187	0,231	0,500	0,500	0,760

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
45°.	1 Platte 2 Platten 4 „ } 1mm dicken farblosen Glases.	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,000 0,020 0,031	0,050 0,102 0,236	0,158 0,205 0,399	
	1 Platte 2 Platten 4 „ } 2mm dicken hellgelblich grünen Glases.	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,010 0,025 0,040	0,056 0,103 0,240	0,190 0,371 0,521	
	1 Platte 2 Platten 4 „ } 2mm dicken hellblauen Glases.	0,000 0,000 0,000	0,000 0,020 0,040	0,000 0,015 0,030	0,000 0,005 0,017	0,025 0,052 0,098	0,077 0,176 0,303	0,222 0,333 0,522	
	1 Platte 2 Platten 4 „ } 1mm,25 bis 2mm dicken dunkelblauen Glases.	0,000 0,010 0,020	0,000 0,025 0,041	0,000 0,016 0,030	0,010 0,011 0,019	0,040 0,096 0,106	0,156 0,206 0,312	0,250 0,407 0,636	
	1 Platte 2 Platten 4 „ } 1mm,25 dicken hellbläulich grünen Glases.	0,010 0,022 0,035	0,020 0,035 0,040	0,020 0,035 0,040	0,060 0,036 0,045	0,060 0,114 0,147	0,176 0,172 0,310	0,238 0,482 0,700	

Einfallswinkel:			0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
horizontal.	1 Platte	1mm dicken farblosen Glases.	—0,000	—0,010	—0,015	—0,024	—0,000	+0,048	+0,062	
	2 Platten		—0,010	—0,015	—0,054	—0,042	—0,000	+0,089	+0,205	
	4 „		—0,022	—0,039	—0,059	—0,055	—0,053	+0,110	+0,393	
	1 Platte	2mm dicken hellgelblich grünen Glases.	—0,000	—0,010	—0,015	—0,024	—0,000	+0,048	+0,100	
	2 Platten		—0,000	—0,015	—0,044	—0,038	—0,000	+0,082	+0,346	
	4 „		—0,020	—0,029	—0,059	—0,061	—0,051	+0,133	+0,465	
	1 Platte	2mm dicken hellblauen Glases.	—0,000	—0,000	—0,020	—0,020	—0,000	+0,062	+0,077	
	2 Platten		—0,000	—0,015	—0,025	—0,034	—0,000	+0,116	+0,316	
	4 „		—0,015	—0,022	—0,041	—0,042	—0,022	+0,207	+0,452	
	1 Platte	1mm,25 bis 2mm dicken dunkelblauen Glases.	—0,000	—0,000	—0,010	—0,015	—0,000	+0,073	+0,105	
	2 Platten		—0,000	—0,010	—0,015	—0,024	—0,000	+0,167	+0,371	
	4 „		—0,010	—0,015	—0,034	—0,038	—0,000	+0,273	+0,625	
	1 Platte	1mm,25 dicken hellbläulich grünen Glases.	—0,000	—0,000	—0,000	—0,000	—0,000	+0,075	+0,139	
	2 Platten		—0,000	—0,000	—0,000	—0,000	—0,000	+0,130	+0,400	
	4 „		—0,000	—0,000	—0,000	—0,000	—0,000	+0,230	+0,652	

Diese, die Absorptionsgrade darstellenden Zahlen wachsen wieder innerhalb der ersten Gruppe mit dem Uebergange zu höheren Einfallswinkeln und zu gröfserer Plattenzahl und zwar auf desto höheren Betrag vom farblosen Glase in der aufgeführten Reihe bis zum bläulich grünen Glase. (Einzelne unvermeidliche Abweichungen halten sich innerhalb der Beobachtungsfehler).

Die der zweiten Gruppe eigenthümliche Compensation von Absorptions- und Polarisationseinflufs tritt in derselben Reihenfolge desto mehr zurück und weicht bei um so kleinerem Winkel einer immer überwiegenderen Absorption vom farblosen zum bläulich grünen Glase. Innerhalb der blauen Gläser vermindern sich anfangs die Absorptionscoefficienten bei weiterem Neigen durch den entgegenwirkenden Einflufs der Polarisation. Stets erfolgt ein erheblich höherer Absorptionsgrad erst über 55°, um sich in entsprechender Weise von der ersten schwächer absorbirenden zu der letzten, die Strahlen am stärksten zurückhaltenden Substanz zu steigern.

Die in den negativen Coefficienten gekennzeichnete, nach Ueberwindung der Absorption erfolgende Steigerung des Wärmedurchgangs innerhalb der dritten Gruppe nimmt dem Grade nach an einem und demselben Glase bei desto kleinerem Winkel ab, je stärker dasselbe absorbirt. Dieselbe erreicht überhaupt im letzteren Falle eine desto geringere Höhe. Maximum und Minimum finden sich beim farblosen und beim bläulich grünen Glase, bei welchem die Begünstigung des Durchgangs eben nur die verhältnifsmäfsig starke Absorption zu compensiren vermag. Die Absorptionswerthe über 55° haben denselben Charakter wie in den beiden vorigen Gruppen. Dem Betrage nach sind sie niedriger als die entsprechenden der zweiten, diese niedriger als die der ersten Abtheilung. In ihrem Verhältnifs zu einander bei den folgenden höheren Einfallswinkeln stehen z. B. bei der gröfsten Plattenzahl die Coefficienten der letzten Gruppe sich ferner als die der vorigen diese einander ferner als die der ersten.

Die an den rothen Gläsern gemachten Erfahrungen und deren Folgerungen sind demnach an dieser gröſseren Anzahl verschiedenartiger absorbirender Platten in allen Theilen bestätigt worden und hat die *Gesetzmäſsigkeit*, nach welcher ein fortschreitender *Einfluſs der Absorption der durchstrahlten Substanz* sich geltend macht, in weiterem Umfange sich bewährt.

Verbunden mit den Ermittelungen der ersten Versuchsreihe, welche den *Einfluſs der Polarisation der Wärme* auf deren Durchlaſs feststellen sollten, lassen die der zweiten nunmehr die Gesammt-Wirkung deutlich überblicken.

In der Hauptsache hat die Untersuchung folgende Thatsachen ergeben:

Der Durchgang der strahlenden Wärme durch geneigte diathermane Platten ist von der, durch die *Polarisation* gegebenen *Eigenthümlichkeit der Strahlen* und von der, die *Absorption* bestimmenden *Beschaffenheit der durchstrahlten Substanz* abhängig.

1) Sind die, auf einen drehbaren Satz paralleler diathermaner Platten von *möglichst geringer Absorption* fallenden Wärmestrahlen derart polarisirt, daſs ihre ursprüngliche Polarisationsebene und die jenen Platten zugehörige Brechungsebene gleichgerichtet sind, so vermindert sich die hindurchgelassene Wärme beständig mit wachsendem Einfallswinkel und zunehmender Plattenzahl. Aber der Grad dieser Abnahme ist vor Erreichung des Polarisationswinkels (bei Gläsern, Sylvin, Steinsalz c. 55°) höher als nach Ueberschreitung desselben.

Nur bei dünnen Steinsalzlamellen ist es unter den gegenwärtig mitgetheilten Versuchen gelungen, solches bei geringem Ueberschreiten dieses Winkels wahrzunehmen. Selbst bei den farblosesten Gläsern so wie beim Sylvin führt die Absorption der Masse, begünstigt durch die, mit dem Neigen vergröſserte Dicke der durchstrahlten Schicht meist eine auch dem Grade nach wachsende Abnahme des Wärmedurchlasses herbei.

2) Stehen die Polarisationsebene der Strahlen und die bezeichnete Brechungsebene auf einander senkrecht, so vermehrt sich die Durchstrahlung bei zunehmendem Einfallswinkel und der Grad dieser Steigerung wächst mit der Anzahl der Platten. Dieser Grad der Wärmezunahme erhöht sich beständig, bis der Polarisationswinkel erreicht ist. Erst bei gröfserem Einfallswinkel tritt eine, von nun an mit dem Incidenzwinkel gesteigerte, durch die Vermehrung der Platten begünstigte Abnahme der Wärme ein.

Dünne Steinsalzplatten allein liefsen diese Zunahme des Grades der Wärmevermehrung beim Durchgange durch die bis zum Polarisationswinkel geneigten Lamellen erkennen. Bei den farblosen Gläsern dauerte zwar die Erhöhung des Wärmedurchgangs bis zum Ueberschreiten jenes Winkels fort, doch war der Grad dieser Erhöhung während des Neigens nicht bis zum Polarisationswinkel im Wachsen. Beim Sylvin erreichte die Steigerung ihr Maximum schon vor dem Polarisationswinkel, bis zu dessen Eintritt sie auf demselben verharrte.

Wie weit der, die Reichlichkeit des Wärmedurchlasses begünstigende Einflufs der Plattenvermehrung bei einem und demselben Einfallswinkel nach Ueberschreitung des Polarisationswinkels, z. B. bei 60° und 65°, in der Praxis hervortrat, hing von der Beschaffenheit der diathermanen Platten ab.

3) Bilden die ursprüngliche Polarisationsebene der zu den diathermanen Platten gelangenden Wärmestrahlen einen Winkel von 45° mit der Brechungsebene dieser oder fallen sie nicht polarisirt auf dieselben, so stehen die Erscheinungen zwischen den eben beschriebenen der extremen Fälle; weil aber der Durchgang durch die geneigten Platten selbst eine Polarisation erzeugt, deren Grad sich bis zum Erreichen des Polarisationswinkels steigert und deren Ebene auf der Brechungsebene senkrecht steht, so nähern sie sich mehr den Wahrnehmungen des letzten Falles, in welchem die Strahlen ursprünglich schon vollständig in diesem Sinne polarisirt in die Platten eintreten.

Beim Steinsalz und farblosen Glase macht sich die charakteristische durch die Plattenzahl begünstigte Vermehrung des Wärmedurchgangs während des Neigens bemerklich, beim Sylvin zeigt sich eine Compensation, welche die Verminderung der Durchstrahlung bis zu höheren Einfallswinkeln verzögert.

Ist in den diathermanen Platten eine *bedeutendere Absorption* vorhanden, welche in einer ganzen Reihe z. B. farbiger Substanzen in immer überwiegenderem Maafse sich geltend macht, so ist

1) bei zusammenfallender ursprünglicher Polarisations- und Brechungsebene die Verminderung des Wärmedurchgangs bei gleichem Einfallswinkel und gleicher Plattenzahl desto beträchtlicher, je erheblicher die Absorption der Masse. Der Grad dieser Abnahme hindurchgelassener Wärme ist alsdann mit der Anzahl der Platten und der Vergröfserung des Neigungswinkels, resp. damit zusammenhängender beständiger Vermehrung der Dicke vor wie nach Erreichung des Polarisationswinkels in stetem Wachsen, wenn zwar auch hier nicht in steigendem Verhältnifs.

2) Bei, unter 90° gekreuzter anfänglicher Polarisations- und Brechungsebene, vermehrt sich, starker Absorption ungeachtet, die durch die geneigten Platten hindurchstrahlende Wärme. Der Grad dieser Vermehrung erhöht sich auch jetzt mit der Anzahl der Platten, aber derselbe wächst nicht bis zur Erreichung des Polarisationswinkels. Der geringere Einfallswinkel der Strahlen, bei welchem dieser Steigerungsgrad von seinem Maximum wieder herabsteigt, ist desto kleiner, je stärker die Absorption der durchstrahlten Substanz. Auch die Steigerung des Durchgangs selbst kann vor dem Polarisationswinkel ihr Maximum erreicht haben, auf dem sie alsdann bis zur Ueberschreitung dieses Winkels verbleibt. Bei den stärkest absorbirenden der bisher untersuchten Platten erhielt sich eine constante Durchstrahlung der Wärme bei allen Incidenzen von der senkrechten bis zu der unter dem Polarisations-

winkel. Dann erst begann die mit gröfserem Einfallswinkel und Vermehrung der Platten wachsende Abnahme.

3) Treten die Wärmestrahlen unter 45° polarisirt oder unpolarisirt in den Satz paralleler geneigter Platten ein, so hebt anfangs die Wirkung der in den Platten selbst erzeugten Polarisation die sonst von der Absorption herbeigeführte Wärmeverminderung auf. Der Einfallswinkel oder die Plattenzahl, für welche diese Compensation beim Neigen und bei der Vermehrung der Platten von der Absorption überwogen wird, ist desto kleiner je stärker die Absorption. Ein wesentlich schnelleres Herabgehen der Wärmewirkung aber zeigt sich erst beim Ueberschreiten des Polarisationswinkels.

Das Verständnifs aller einzelnen Beobachtungen wird erleichtert, wenn man die beiden, bisweilen sich unterstützenden, bisweilen einander beeinträchtigenden Wirkungen der Polarisation der Strahlen und Absorption der Masse noch weiter aus einander hält, als es praktisch möglich ist.

Welcher Art die Durchstrahlungen sind, die, den *ungleich polarisirten Wärmestrahlen* gegenüber, eine Anzahl geneigter diathermaner Platten von ebener glatter Oberfläche und nicht diffundirender Beschaffenheit ihrer Masse darbieten würde, wenn die einfache, mit der Dicke zunehmende *Absorption der Substanz gar nicht vorhanden* wäre, läfst sich empirisch an keinem Körper in vollem Umfange feststellen. Denn auch an den diathermansten Lamellen macht sich von einer gewissen Neigung ab, wegen der immer zunehmenden durchstrahlten Dicke, eine Absorption mehr und mehr geltend. Dennoch lassen die gemachten Erfahrungen auch auf die in solchem Falle zu erwartenden Vorgänge schliefsen.

I. a) Bei gleichgerichteten Polarisations- und Brechungsebenen wird die, durch die geneigten Platten hindurchgelassene Wärme in erhöhtem Maafse abnehmen, während der zwischen Strahl und Normale auf die Platten ge-

messene Winkel von 0° auf den Polarisationswinkel (in den vorliegenden Beispielen 55°) übergeht, sodann und zwar schneller als während der Abnahme wieder zunehmen, während der Einfallswinkel von dem Polarisationswinkel bis auf 90° steigt.

b) Bei gekreuzten Polarisations- und Brechungs-Ebenen wächst dagegen die hindurchgestrahlte Wärme beim Neigen der Platten zwischen den bezeichneten Winkeln (0° und 55°) in gesteigertem Grade, um alsdann für die Winkel 55° bis 90° wieder herabzugehen, und zwar schneller als sie gestiegen war.

Die Vermehrung der Platten beschleunigt im ersten Falle die Verminderung, im zweiten die Steigerung des hindurchgehenden Wärme-Antheils für die Einfallswinkel 0° bis 55°; dieselbe befördert dort die Steigerung, hier die Verminderung des Wärmedurchlasses für die Incidenzen 55° bis 90°.

c) Bilden Polarisations- und Brechungsebene einen Winkel von 45° mit einander oder gelangen die Wärmestrahlen unpolarisirt zu den geneigten diathermanen Platten, so wird die Intensität der hindurchgelassenen Wärme für die Einfallswinkel 0° bis 55° ebenfalls steigen, für 55° bis 90° ebenfalls abnehmen; aber die absoluten Intensitäten werden geringer und die Steigerungs- und Verminderungsgrade sowohl in Betreff der Winkel als der Plattenzahl andere sein, als in dem Fall der unter 90° gekreuzten ursprünglich gegebenen Polarisations- und Brechungsebenen.

Aus den Neigungswinkeln als Abscissen und den Wärmedurchgängen als Ordinaten gebildete Intensitätscurven würden für jede Plattenzahl ihren Wendepunkt bei dem Polarisationswinkel haben, das erste System hier seine concaven, die beiden andern hier ihre convexen Scheitel, sämmtlich gleiche Ordinaten bei 0° und 90°.

II. Gesellt sich zu diesen complicirten Wirkungen der jedesmaligen Polarisation eine ***Absorption der diathermanen Masse***, so fügt sie denselben einen, zwar dem Werthe nach für jede Substanz anderen, dem Charakter nach aber

durchaus gleichmäſsigen Einfluſs: den der jedesmaligen Intensitätsverminderung mit der Dicke der durchstrahlten Schicht unter den Neigungen von 0° bis 90° hinzu.

Dies hat zur Folge, daſs z. B.

a) in dem Fall gleichgerichteter Polarisations- und Brechungsebenen bei dem Uebergange von dem Einfallswinkel 55° bis 90° niemals eine Steigerung der Wärme hat aufkommen können. Der günstigste Fall hat nur eine verminderte Abnahme (S. 343) erkennen lassen. Aber auch diese ist für eine, der wachsenden Absorption gegenüber sich geltend machende Gegenwirkung der Polarisation entscheidend, ebenso wie die über 55° hinaus geringer werdende Begünstigung der Absorption durch Vermehrung der Platten.

b) Bei gekreuzten Polarisations- und Brechungsebenen hat der vermindernde Einfluſs der Absorption an den meisten Substanzen den sich steigernden Grad des Wärmedurchlasses bei dem Uebergange der Einfallswinkel von 0° bis 55° verdeckt. Aber die diathermansten dünnsten Lamellen haben ihn in der That hervortreten lassen (S. 343, 344). Ueber 55° hinaus nimmt die Begünstigung des Wärmedurchlasses durch Vermehrung der Platten in erhöhtem Maſse ab.

c) Für die Stellung der beiden Ebenen unter 45° oder den Eintritt unpolarisirter Strahlen hat die Absorption vielfach der Vermehrung des Wärmedurchgangs zwischen den Winkeln 0° und 55° entgegen gewirkt, ohne jedoch den, die Durchstrahlung befördernden Einfluſs der Polarisation und den charakteristischen Uebergang der Intensitätsverhältnisse beim Ueberschreiten des Polarisationswinkels unwahrnehmbar zu machen.

Demgemäſs zieht sich in der Wirklichkeit die Intensitätscurve des ersten Falls auch für gröſsere Winkel als 55° zur Abscissenaxe hinab und entbehrt bei jenem Winkel des Wendepunkts, welchen die ausschlieſslich durch die Polarisationsverhältnisse bedingten Wärmeerscheinungen darbieten würden.

In den beiden anderen Fällen rückt der convexe Scheitel der Intensitätscurve von 55° auf desto kleinere Winkel, je mehr die Absorption der betreffenden durchstrahlten Substanz sich geltend macht.

Aus diesen Gesichtspunkten erklären sich auch die specielleren Ergebnisse der Untersuchung:

1) Die für gleiche Winkelabstände der Plattenneigung berechneten Coefficienten der Wärmeabnahme sind caeteris paribus am gröſsten für den Parallelismus der Polarisations- und Brechungsebenen; geringer, wenn diese unter 45° gegen einander gestellt sind; am kleinsten für die rechtwinklige Kreuzung dieser Ebenen, in welchem Falle zwischen den Einfallswinkeln 0° und 55° sogar Coefficienten der Wärmezunahme an Stelle derjenigen der Abnahme treten.

Unter sich aber stehen diese Werthe (in mannigfacher Beziehung verglichen) einander am nächsten innerhalb der ersten Polarisationsbedingung; weiter von einander innerhalb der zweiten; am fernsten unter der dritten.

Im Besonderen ist bei Incidenzen unter 55° der Unterschied der betreffenden Abnahme-, beziehungsweise Zunahme-Coefficienten (welche letztere jedoch im Experiment nie zu vollem Ausdruck kommen) bei einer Platte geringer als bei mehreren; über 55° innerhalb des ersten Polarisationsverhältnisses bei einer Platte gröſser, innerhalb der letzten Polarisation geringer, als bei vermehrter Plattenzahl.

2) Die den Einfallswinkeln über 55° zugehörigen Coefficienten, welche nicht jenem Wechsel (als Abnahme- oder Zunahme-Coefficienten) unterworfen sind, sondern stets eine Verminderung der Wärme anzeigen, übertreffen, wenn sie dem Parallelismus von Polarisations- und Brechungsebene angehören, diejenigen des mittleren Polarisationszustandes (Winkel der bezeichneten Ebenen 45°) mehr für niedrige Winkel als für höhere (bei gleicher Plattenzahl) und mehr für eine als für mehr Platten (bei gleicher Winkelhöhe). Dasselbe gilt von dem Ueberwiegen der Coefficienten dieses mittleren Polarisationszustandes über



diejenigen des andern Extrems: der rechtwinkligen Kreuzung von Polarisations- und Brechungsebene. Damit hängt es zusammen, dafs ihre Werthe bei wachsendem Einfallswinkel und zunehmender Plattenzahl schliefslich immer ähnlicher werden.

3) Die Coefficienten der Abnahme sind unter gleichen Polarisationsverhältnissen bei gleichem Winkel und gleicher Plattenzahl desto gröfser, die der Zunahme desto kleiner, je weniger diatherman die durchstrahlte Substanz.

Auch der Grad der Wärmeabnahme bei fortgesetzter Neigung einer constanten Plattenzahl und bei Vermehrung der Platten unter constantem Winkel ist bei weniger diathermanen Körpern beträchtlicher, der Grad der Wärmezunahme geringer als bei den diathermaneren.

II. *Versuche über Fluorescenz; von E. Hagenbach.*

(Fortsetzung von S. 257.)

---

21. Guajak.

Auf das schöne violette Licht, das von einer beleuchteten weingeistigen Lösung des Guajakharzes ausstrahlt, hat schon Brewster aufmerksam gemacht; später hat Stokes diesen Körper einer genauern Untersuchung unterzogen.

Im directen Sonnenlichte ist die Fluorescenzfarbe der weingeistigen Guajaklösung prachtvoll blauviolett.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche der Flüssigkeit geworfen, so erhält man folgende Erscheinung:

Die Fluorescenz beginnt mit röthlicher Nuance bei 392 (85), nach und nach geht die Farbennuance durch Orange etwa bei 554 (113) in's Gelb. In der Gegend von

G ist die Farbe grüngelb und geht dann durch Grün etwa in der Mitte von *G* und H_1 in's Bläuliche über und behält diese Nuance bis zu den Linien *H*. Etwa bei 696 (138) befindet sich ein erstes Maximum der Fluorescenz. Gleich hinter den Linien *H* wird die Fluorescenz sehr merklich schwächer, und wir haben ein Minimum der Fluorescenz bei 930 (179) d. h. bei der Linie *L*, welche zur Verstärkung des Minimums beiträgt. (Dafs das Minimum nicht nur auf Kosten der Linie *L* gesetzt werden darf, ergiebt sich aus dem Vergleich mit der Fluorescenzerscheinung des Uranglases, wo die Linie *L* keine so stark ausgesprochene Lichtverminderung hervorbringt.) Im Ultravioletten nach dem erwähnten Minimum nimmt die Fluorescenz wieder zu und hat nun eine violette Farbennuance, auch sieht man hier sehr deutlich die Fraunhofer'schen Linien; das Maximum dieser violetten im Ultravioletten liegenden Fluorescenz liegt bei 1059 (202), deutlich geht die Fluorescenz bis zu 1127 (214) und schwach bis zu 1253 (236).

Dieser Fluorescenzerscheinung entsprechend zeigt die Guajaklösung eine sehr starke Absorption der brechbaren Strahlen des Spectrums. Eine dem Minimum der Fluorescenz entsprechende Lichtverstärkung kann natürlich im Absorptionsspectrum nicht beobachtet werden, da das betreffende Minimum schon jenseits der Linien *H* liegt.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt drei Maxima. Es beginnt dasselbe schwach bei 88 (33), deutlich bei 109 (36), das erste Maximum liegt bei 172 (47); bei 213 (56) nimmt ziemlich schnell die Lichtintensität ab bis zu einem Minimum bei 221 (56); ein zweites Maximum liegt bei 293 (68), das darauf folgende Minimum bei 441 (93); ein drittes Maximum liegt bei 623 (125), und das Ende liegt bei 767 (150). In Betreff der Lichtstärke ist das erste Maximum das hellste und das dritte das schwächste.

Geht das erregende Licht durch ein rothes Glas (No. 1), so erhält man eine rothe Fluorescenz, deren Spectrum von 75 (30) bis zu 151 (44) sich erstreckt.



Wird durch gelbes Glas (No. 9) inducirt, so ist die Fluorescenz mehr orange, und im Spectrum dieses Lichtes ist hauptsächlich Roth und Gelb zu sehen.

Wird durch grünes Glas (No. 8) die Fluorescenz erregt, so ist die Fluorescenzfarbe gelb; das Spectrum zeigt das erste und zweite Maximum durch ein deutliches Minimum getrennt, während das dritte Maximum fehlt.

Geht das erregende Licht durch ein blaues Glas (No. 3), so ist die Fluorescenzfarbe blauviolett, und man sieht alle drei Maxima. Das gleiche gilt für die Inducirung durch ein violettes Glas (No. 5).

In der Geifsler'schen Stickstoffröhre haben wir eine schöne blauviolette Fluorescenz.

Festes Guajakharz fluorescirt auch.

22. Purpurin.

Die optischen Eigenschaften eines mit Alaunlösung versetzten Absudes von Krapp und verschiedener Lösungen von Purpurin sind durch Stokes[1]) und Pierre untersucht worden.

Bei meinen Untersuchungen habe ich die Lösungen von käuflichem Purpurin in Alaunlösung, Sodalösung und Aether untersucht; da sich diese drei Lösungen in mehreren Punkten verschieden verhalten, führe ich die Resultate gesondert auf.

Purpurin in Alaunlösung.

Die Fluorescenzfarbe dieser Lösung ist schön gelb; gelber d. h. weniger orange als die Farbe des fluorescirenden Naphtalinrothes und sehr ähnlich der Fluorescenzfarbe des oxydirten Brasilins.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche geworfen, so sieht man, dafs in dem brechbaren Theile des Spectrums die Farbennuance ein reines gelb ist, während gegen den Anfang der Fluorescenz auf der rothen Seite hin dieselbe mehr in's Orange übergeht. Dieser Unterschied in der

1) *Quaterly Journ. of the Chem. Society XII. pag.* 218.

Farbe des Fluorescenzlichtes ist auch sehr auffallend, wenn man die Spalte eines kleinen Spectroskopes *à vision directe* über die Oberfläche hinführt, man erkennt dann deutlich, daſs das Spectrum des von den brechbaren Strahlen erregten Lichtes aus roth, gelb und grün besteht, während das Licht, das von weniger brechbaren Strahlen erregt wird, nur rothe und gelbe Strahlen enthält.

Die Fluorescenz beginnt schwach bei 160 (45), wird stark bei *D* und zeigt drei Maxima der Fluorescenz. Das erste und zugleich stärkste Maximum liegt bei 274 (65), das zweite fast gleich starke bei 359 (79) und das dritte schwächere bei 460 (97). Die Fluorescenz geht dann noch im Ultravioletten bis 1159 (219).

Dieser Erscheinung der Fluorescenz entspricht genau das Verhalten bei der Absorption. Bei sehr starker Lösung wird der ganze brechbarere Theil des Spectrums absorbirt; die Absorption ist merklich von 202 (53) an, und bei 219 (56) wird es vollkommen dunkel. Wird nun verdünnt, so klärt es sich zuerst im Violett etwas auf, dann reducirt sich die Absorption auf einen breiten dunkeln Streif, der bei 227 (57) beginnt, ganz dunkel ist von 235 (58) bis 432 (92) und noch halbdunkel bis 502 (104).

Wird weiter verdünnt, so löst sich auf der brechbareren Seite ein etwas schwächerer schmaler Streif ab, der offenbar dem dritten Maximum der Fluorescenz entspricht; er geht von 448 (95) bis 490 (102). Bei weiterer Verdünnung löst sich der starke breite Streif in zwei deutliche Absorptionsstreifen auf, welche dem ersten und zweiten Maximum der Fluorescenz entsprechen; der erste Streif beginnt bei 239 (59), ist am stärksten von 260 (63) bis 280 (66) und geht bis 297 (69); der zweite beginnt bei 335 (75), ist am stärksten von 351 (78) bis 383 (83) und geht noch bis 408 (88). Von dem dritten Streif ist nun nichts mehr zu sehen, und es ist hell bis zu den *H*-linien. Bei noch weiterer Verdünnung merkt man, daſs der erste Streif etwas stärker ist als der zweite.

Das Spectrrum des Fluorescenzlichtes zeigt zwei Ma-

xima, die durch ein sehr wenig ausgesprochenes Minimum von einander getrennt sind. Das Spectrum beginnt schwach bei 63 (28), deutlich bei 88 (32), das erste Maximum liegt bei 149 (43), das sehr schwach ausgeprägte Minimum bei 192 (51), das zweite Maximum liegt bei 213 (55), das Ende des deutlichen Spectrums bei 272 (65); schwaches Licht geht bis 293 (68). Wenn die Spalte des Spectralapparates nicht ganz eng ist, so sieht man das Minimum nicht mehr und erkennt dann nur ein Maximum, das etwa bei 184 (49) liegt. Pierre giebt ein Fluorescenzspectrum von Purpurin in Alaun an, bei welchem das Minimum viel stärker ausgesprochen ist als es bei meinem Versuche der Fall war; es mag dies von einer Verschiedenheit der von uns beiden zur Untersuchung angewandten Stoffe herrühren.

Purpurin in Sodalösung.

Die Lösung des Purpurins in Soda fluorescirt viel geringer als die Alaunlösung, jedoch ist sie viel stärker gefärbt, was auf eine bedeutendere Absorption schliefsen läfst. Wir haben hier einen ganz ähnlichen Fall wie oben bei Lackmus; die Sodalösung enthält aufser der fluorescirenden Substanz, die sich gleich wie in der Alaunlösung verhält, noch eine nicht fluorescirende aber die Absorption bedeutend beeinflussende Substanz. Dies zeigt sich auch deutlich bei Untersuchung des Absorptionsspectrums; den ersten und dritten Absorptionsstreif der Alaunlösung finden wir auch bei der Sodalösung; statt des zweiten finden wir einen stärkern Doppelstreif, der offenbar den der Fluorescenz entsprechenden Streif überdeckt, und dem wir die starke Färbung der Sodalösung zuschreiben müssen. Dieser Doppelstreif beginnt bei 309 (71), ist ganz stark von 327 (74) bis 424 (90) mit einer etwas helleren Stelle bei 412 (88) und geht noch abnehmend bis 453 (95).

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes ist hier natürlich schwächer als bei der Alaunlösung, es ist defshalb nicht

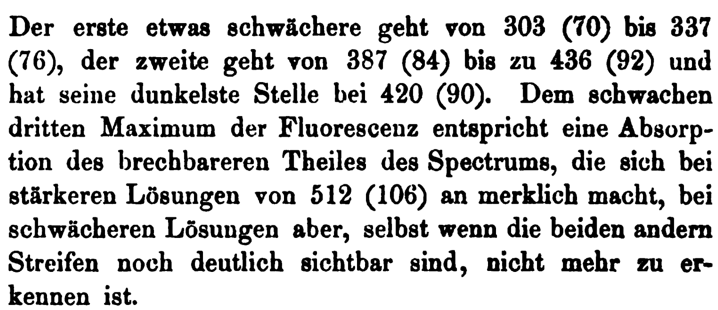
so deutlich zu beobachten; doch liegt kein Grund vor, eine Verschiedenheit der beiden Spectren anzunehmen.

Aetherische Lösung.

Die ätherische Lösung zeigte mir eine sehr deutliche Fluorescenz, wenn sie auch nicht ganz so stark ist als bei der Alaunlösung; jedoch ist dieselbe merklich anders als bei den beiden andern schon besprochenen Lösungen. Schon bei der Beobachtung der Flüssigkeit im Sonnenlicht zeigt sich, daſs die Fluorescenzfarbe anders ist und etwas mehr in's Grünliche geht; noch deutlicher treten aber die Unterschiede bei Untersuchung der Flüssigkeit im Spectrum und bei der Beobachtung des Absorptions- und Fluorescenzspectrums auf.

Wird nämlich das Spectrum auf die Oberfläche projicirt, so beginnt die Fluorescenz erst nach *D* bei 219 (56); das erste Maximum liegt bei *E*, ein relatives Minimum in der Mitte zwischen *E* und *F* bei 364 (80), das zweite Maximum bei *F*. Etwa bei 564 (115) nimmt die Stärke der Fluorescenz merklich ab, um *G* herum haben wir ein Minimum, dann nimmt sie wieder ein bischen zu, und ein schwaches drittes Maximum liegt etwas vor H_1. Bald nach H_2 nimmt die Fluorescenz sehr merklich ab und ist noch schwach sichtbar bis 1111 (211). Es giebt dieſs eine Verschiebung nach dem violetten Ende beim Maximum I von 35, beim Maximum II von 61 und beim Maximum III von etwa 360 Theilen unserer Scala. Wenn man meine Scala auf die Kirchhoff'sche reducirt und die Messungen der Wellenlängen von Ångström berücksichtigt, so entsprechen die obigen Verschiebungen folgenden in Milliontel Millimeter gemessenen Verkürzungen der Wellenlängen, bei Maximum I 15, bei Maximum II 21 und bei Maximum III 70.

Die Absorption entspricht genau der beschriebenen Fluorescenzerscheinung. Dem ersten und zweiten Maximum entsprechen zwei deutliche Absorptionsstreifen, die sich auch in der von Stokes entworfenen Zeichnung finden.



Der erste etwas schwächere geht von 303 (70) bis 337 (76), der zweite geht von 387 (84) bis zu 436 (92) und hat seine dunkelste Stelle bei 420 (90). Dem schwachen dritten Maximum der Fluorescenz entspricht eine Absorption des brechbareren Theiles des Spectrums, die sich bei stärkeren Lösungen von 512 (106) an merklich macht, bei schwächeren Lösungen aber, selbst wenn die beiden andern Streifen noch deutlich sichtbar sind, nicht mehr zu erkennen ist.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt auch hier zwei durch ein schwaches Minimum getrennte Maxima, doch sind dieselben so gut wie die Maxima der Fluorescenz nach der violetten Seite verschoben.

Das Spectrum beginnt bei 108 (36), das erste Maximum liegt bei 172 (47), ein schwaches Minimum bei 239 (59), das zweite Maximum liegt bei 272 (65), das deutliche Ende bei 313 (72); schwaches Licht geht noch bis 334 (75). Wenn die Spalte des Spectralapparates nicht ganz eng ist, so sieht man das Minimum nicht mehr, und es erscheint dann nur ein Maximum in der Gegend von 233 (58).

Die Verschiebung im Vergleich mit dem Fluorescenzspectrum der Lösung in Alaun giebt für das Maximum I 23 und für das Maximum II 59 Theile meiner Scala; oder, wenn wir auf Verkürzung der Wellenlängen reduciren, für Maximum I 22 und für Maximum II 32 Milliontel Millimeter.

23. Orseille.

Brewster beschreibt die Fluorescenz einer durch den Sauerstoff der Luft umgeänderten alkoholischen Lösung von Orcin, auf die ihn Schunk aufmerksam gemacht hatte. Stokes hat gewöhnliche Orseille des Handels auf die optischen Eigenschaften untersucht, und das gleiche habe auch ich gethan.

Die Fluorescenz der Orseille fand ich am schönsten bei der ätherischen und der alkoholischen Lösung; da sich

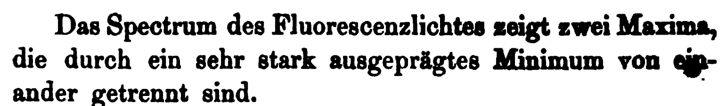
diese beiden Lösungen optisch gleich verhielten, gilt das Folgende für beide. Eine wesentliche Aenderung habe ich jedoch gefunden, wenn die Lösung mit Ammoniak versetzt wird; ich werde deſshalb das optische Verhalten der Flüssigkeit ohne Ammoniak und mit Ammoniak gesondert beschreiben.

Lösung ohne Ammoniak.

Die ätherische oder alkoholische ammoniakfreie Lösung von Orseille fluorescirt mit einer schönen orangegelben Farbe.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche der Flüssigkeit projicirt, so sieht man auf der rothen Seite zuerst eine auf den kleinen Raum zwischen *B* und *C* beschränkte rothe Fluorescenz; es rührt dieselbe offenbar von einem Gehalt an modificirtem Chlorophyll her, was auch dadurch bestätigt wird, daſs ein ätherischer Auszug der Orseilleflechte deutlich die rothe Fluorescenz des modificirten Blattgrüns zeigt. Es folgt dann eine orangefarbe Fluorescenz, die bei 120 (38) schwach beginnt und stark ist von *D* bis 211 (54) mit dem Maximum bei 198 (52). Von 211 (54) an nimmt die Fluorescenz etwas ab und hat von *b* an eine mehr weiſsliche Farbennuance. Es nimmt dann die Stärke der Fluorescenz wieder zu, und vor *F* etwa bei 370 (81) haben wir ein schwaches zweites Maximum. (Beim Mitzählen der rothen Fluorescenz wäre es das dritte.) Die Fluorescenz geht nun schwach abnehmend bis in's Ultraviolette und hört etwa bei 1177 (222) auf.

Dieser Fluorescenzerscheinung entspricht das Verhalten bei der Absorption. Der rothen von Chlorophyll herrührenden Fluorescenz entsprechend ist zwischen *B* und *C* eine schwache Absorption bemerkbar. Dann kommen zwei Absorptionsstreifen, die den beiden beschriebenen Maxima der Fluorescenz entsprechen. Der erste merklich stärkere Streif geht von 165 (46) bis 211 (54) mit dem Maximum der Dunkelheit bei 198 (52); der zweite schwächere geht von 272 (65) bis *F*.



Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt zwei Maxima, die durch ein sehr stark ausgeprägtes Minimum von einander getrennt sind.

Das Spectrum beginnt bei 210 (54), das erste Maximum liegt bei 152 (44); es ist dann verhältnifsmäfsig dunkel von 214 (55) bis 288 (67), am dunkelsten bei 232 (58). Das zweite Maximum liegt bei 323 (73), das Ende bei 375 (82).

Das Maximum I ist viel lichtstärker als das Maximum II.

Wenn das Licht durch das Gefäfs No. 11 mit Kupferoxydammoniak geht, so sieht man ebenfalls die beiden Theile des Fluorescenzspectrums.

Lösung mit Ammoniak.

Die mit Ammoniak versetzte Lösung fluorescirt schwächer und zeigt schon bei der directen Beobachtung im Sonnenlicht im Vergleich zu der nicht ammoniakalischen eine etwas mehr in's Weifsliche gehende Fluorescenz. Deutlicher tritt der Unterschied auf bei der Fluorescenz im Spectrum und beim Verhalten in Betreff der Absorption. Wir haben nämlich ein Maximum der Fluorescenz mehr, das zwischen den beiden beschriebenen etwa bei 278 (66) liegt. Dieser Unterschied ist besonders deutlich, wenn man das auf die Oberfläche der Flüssigkeit projicirte Spectrum durch ein dunkelgelbes Glas (No. 9) ansieht.

Im Absorptionsspectrum sind ganz deutlich die diesen drei Maxima entsprechenden Streifen zu bemerken. Bei richtig gewählter Verdünnung der Flüssigkeit sieht man nämlich einen starken breiten den beiden ersten Maxima entsprechenden Absorptionsstreif von 149 (43) bis 231 (58) und einen viel schwächeren dem dritten Fluorescenzmaximum entsprechenden, der von 276 (65) bis *F* geht; bei Verdünnung trennt sich der breite Streif wieder in zwei, einen ersten stärkeren von 170 (47) bis 231 (58); und einen zweiten schwächeren von 264 (63) bis 293 (68).

Die Flüssigkeit mit Ammoniak giebt genau das gleiche Fluorescenzspectrum wie die Flüssigkeit ohne Ammoniak.

24. Safflor.

Safflorroth wird von Stokes unter den sehr empfindlichen Substanzen aufgezählt.

Ich untersuchte hauptsächlich eine alkoholische Lösung des gewöhnlichen käuflichen Safflorcarmins, die sehr schön gelb fluorescirt, so daſs die Fluorescenzfarbe von Orseille dagegen gelbroth ist. Durch Zusatz von Essigsäure wird, wie ich durch Bolley erfahren habe, die Fluorescenz gesteigert.

Im Spectrum beginnt die Fluorescenz sehr schwach, etwa bei 174 (47), und zwar mit einer röthlichen Nuance, die durch Orange in Gelb übergeht und etwa bei 302 (70) die gröſste Stärke hat; von hier nimmt sie beim Vorrücken nach dem violetten Ende nur sehr langsam ab, bei 468 (98) ist sie noch ordentlich stark, nimmt dann noch weiter ab und ist im Minimum in der Gegend von G. Die Fluorescenz nimmt dann wieder zu, und etwas weniges vor H_1 etwa bei 812 (156) ist ein zweites schwächeres Maximum. Von 882 (171) an ist die Fluorescenz nur noch schwach, doch ist sie im Ultravioletten noch bemerkbar bis zu 1131 (214).

Das Verhalten in Betreff der Absorption entspricht der beschriebenen Fluorescenzerscheinung. Dem ersten Fluorescenzspectrum entspricht ein sehr deutlicher Absorptionsstreif, der bei einer stärkeren Lösung von 217 (55) bis 531 (109) und bei einer verdünnten von 282 (66) bis 387 (84) ging. Dem zweiten Fluorescenzmaximum entspricht eine Absorption des violetten Endes des Spectrums, die von 786 (154) an sehr ausgesprochen ist.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes beginnt bei 88 (32), das Maximum liegt bei 233 (58) und das Ende bei 293 (68).

Die wässrige Lösung fluorescirt auch, aber nicht so schön wie die weingeistige. Ein specifischer Unterschied in der Fluorescenz der beiden Lösungen war nicht zu bemerken.

25. Bichloranthracen.

Durch die Gefälligkeit des Hrn. Dr. A. Böckmann, Chemiker, erhielt ich etwas Bichloranthracen ($C_{14} H_8 Cl_2$), auf dessen wundervolle blaue Fluorescenz Gräbe und Liebermann[1]) aufmerksam gemacht haben.

Die alkoholische Lösung dieser Substanz zeigt in der Sonne eine blaue Fluorescenzfarbe, die im Vergleich mit der des Amides der Terephtalsäure schon mehr violett ist.

Im Spectrum beginnt die Fluorescenz erst bei 712 (141), das Maximum liegt ein Weniges vor H_1. Nach H_2 nimmt die Fluorescenz sehr merklich ab und geht noch schwach bis 1137 (215).

Die Absorption ist der beschriebenen Fluorescenzerscheinung entsprechend, indem das violette Ende des Spectrums absorbirt wird. Bei einer etwas gröfseren Schicht ist es dunkel von 741 (146) an; diese Gränze weicht bei Verdünnung nach und nach gegen das violette Ende des Spectrums zurück.

Das Fluorescenzspectrum besteht aus einer Anzahl abwechslungsweise auf einander folgender heller und dunkler Banden, deren hellste und dunkelste Stellen als Maxima und Minima der Lage nach folgendermaafsen bestimmt worden sind:

Das Spectrum beginnt schwach bei 88 (32),
deutlich bei 109 (36);
I. Maximum bei 181 (49), das darauf folgende
Minimum bei 240 (59);
II. Maximum bei 317 (72), das darauf folgende
Minimum bei 365 (80);
III. Maximum bei 415 (89), das darauf folgende
Minimum bei 458 (96);
IV. Maximum bei 522 (107), das darauf folgende
Minimum bei 577 (117);
V. Maximum bei 639 (128), das darauf folgende
Minimum bei 699 (138);
VI. Maximum bei 756 (148), das
Ende bei . . . . 808 (156).

1) Wöhler und Liebig, Annalen. VII. Supplementbd. S. 282.

Von den Maxima ist I am stärksten, etwas schwächer und unter sich gleich sind II, III, IV und V; viel schwächer ist VI; das Minimum zwischen dem I. und II. Maximum ist nur schwach ausgesprochen.

Geht das erregende Licht durch ein violettes Glas (No. 5), so sieht man auch alle sechs Maxima, nur ist das erste verhältnifsmäfsig schwächer ausgeprägt.

Wird erregt mit Licht, welches durch ein blaues Cobaltglas (No. 3) gegangen ist, so sieht man auch alle sechs Maxima; nur sind dann das III. und VI. Maximum am stärksten.

Geht das erregende Licht durch die Gefäfse mit Kupferoxydammoniak (No. 11, 12, 13), so sind immer sechs Minima sichtbar, nur ist ihre Reihenfolge in Betreff der Stärke eine ganz andere, nämlich am hellsten V und dann IV, III, II, I, VI.

In der Geifsler'schen Stickstoffröhre zeigt diese Substanz eine sehr schöne blaue Fluorescenz.

Das *feste* Bichloranthracen zeigt auch Fluorescenz; etwa in gleicher Stärke wie das Amid der Terephtalsäure.

26. Photen (Anthracen).

Fritsche [1]) machte im Jahre 1867 auf die sehr interessanten optischen Eigenschaften eines von ihm aus dem Steinkohlentheer dargestellten Kohlenwasserstoffes ($C_{14}H_{10}$) aufmerksam und gab demselben defshalb den Namen Photen. Gräbe und Liebermann [2]) nehmen an, dafs das Photen von Fritsche identisch sey mit dem Stoff, der schon 1832 von Dumas und Laurent dargestellt, erst Paranaphtalin und später Anthracen benannt wurde, und den im Jahre 1862 Anderson aufs Neue als Anthracen untersuchte und beschrieb. Auch Berthelot [3])

1) *Bulletin de l'Acad. de St. Pétersbourg T. XI, p.* 385; *T. XII, p.* 152; *T. XIII, p.* 143, 531.

2) Wöhler und Liebig, Ann. VII. Supplementband, S. 258.

3) *C. R. de l'Acad. T. LXV, p.* 507; *Annal. de Chim. et Phys.* [4.] *T. XII, p.* 207.



hat das Anthracen dargestellt und seine Eigenschaften beschrieben. Edm. Becquerel [1]) hat in seinem Phosphorocop eine Kohlenwasserstoffverbindung von Fritsche untersucht, die ähnlich den Uransalzen leuchten soll; sowohl die Farbe der Fluorescenz, als auch das Fluorescenzspectrum stimmen nicht mit dem, was ich gefunden habe, so daſs ich annehmen muſs, Edm. Becquerel habe eine andere Substanz als ich untersucht.

Eine Probe des von Fritsche dargestellten Körpers verdanke ich der Gefälligkeit des Hrn. Hofrath Wöhler; mit demselben habe ich die folgenden Resultate gefunden.

Die festen Schüppchen des Photens zeigen eine sehr starke blauviolette Fluorescenz, besonders wenn man sie auf eine dunkle Unterlage, z. B. auf schwarzen Sammet legt und das erregende Licht durch ein violettes oder durch ein blaues und violettes Glas gehen läſst.

Die Untersuchung der Gränzen der Fluorescenz im Spectrum wurde so angestellt, daſs ein auf schwarzen Sammet gelegtes Schüppchen durch das Spectrum geschoben wurde, während man dasselbe seitlich durch ein Prisma betrachtete; das Eintreten der Fluorescenz giebt sich sehr deutlich durch das Erscheinen des Fluorescenzspectrums kund. Man findet so, daſs die Fluorescenz beginnt bei 656 (131); die gröſste Helligkeit ist in der Gegend von 794 (155); im Ultravioletten erstreckt sie sich bis 1210 (228).

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes läſst sich bei diesem Körper nur gut bestimmen, wenn das erregende Licht durch ein blaues und violettes Glas (No. 7) oder durch Lösungen von Kupferoxydammoniak (No. 11, 12, 13) gegangen ist, weil sonst zu viel auffallendes Licht zerstreut und zugleich mit dem Fluorescenzlicht auf die Spalte des Spectralapparates geworfen wird. Es hat das Fluorescenzspectrum des Photens den gleichen Character wie das so eben beschriebene der Lösung von Bichloranthracen, nur liegen die Maxima und Minima etwas anders, wie sich

1) *Annales de Chimie et de Physik* [3.] *T. LVII*, *p.* 106.

aus dem Vergleich der folgenden Resultate der Messungen mit den obigen Zahlen ergiebt.

Das Spectrum beginnt schwach bei 112 (37),
deutlich bei 131 (40);
I. Maximum bei 164 (46), das darauf folgende
Minimum bei 213 (55);
II. Maximum bei 258 (62), das darauf folgende
Minimum bei 300 (69);
III. Maximum bei 348 (77), das darauf folgende
Minimum bei 389 (84);
IV. Maximum bei 444 (94), das darauf folgende
Minimum bei 494 (103);
V. Maximum bei 559 (114), das darauf folgende
Minimum bei 606 (122);
VI. Maximum bei 655 (131), das
Ende bei 710 (140).

Von den Maxima ist am hellsten V, dann folgen der Helligkeit nach IV, III, VI, II, I. Bei der Erregung mit weifsem Licht wird die Reihenfolge jedenfalls eine andere, weil dann das Maximum I und II stärker hervortreten müssen. Das Minimum, das zwischen dem I. Maximum und dem II. Maximum liegt, ist nur sehr schwach ausgesprochen.

Die ätherische Lösung des Photens fluorescirt auch stark mit blauvioletter Farbe; leider hatte ich zu wenig Substanz, um über die Fluorescenz der Lösung genaue Versuche anzustellen. Einige vorläufige Versuche schienen mir zu zeigen, dafs sowohl in Bezug auf die Gränzen der Fluorescenz im Spectrum als auf das Fluorescenzspectrum Unterschiede stattfinden.

In der Geifsler'schen Stickstoffröhre zeigen sowohl die Lösung als die feste Substanz eine sehr schöne Fluorescenz. Um den festen Körper in die Geifsler'sche Röhre zu bringen, bespühlt man die Wände mit einer ätherischen Lösung; beim Verdunsten des Aethers bleiben dann die festen Kryställchen an der Wand hängen.



27. Petroleum.

Auf die schöne blaue Fluorescenz des gewöhnlichen Petroleums hat, so viel mir bekannt, zuerst Hoh [1]) die Aufmerksamkeit gelenkt. Diesselbe ist jedoch so auffallend, daſs sie als allbekannte Thatsache betrachtet werden kann. Auch wird nach der Angabe von Seelhorst [2]) das Petroleum häufig zum Füllen der Geiſsler'schen Röhren genommen.

Die Fluorescenzfarbe des Petroleums ist ein prachtvolles Blau.

Im Spectrum beginnt die Fluorescenz ganz schwach bei 539 (110), deutlich bei 683 (136), sie ist am stärksten von 755 (148) bis H_1; von hier nimmt sie wieder ab und geht im Ultravioletten noch bis zu 1178 (223), bei Anwendung von Quarzapparaten bis 1254 (236).

Dieser Fluorescenzerscheinung entsprechend absorbirt das Petroleum das violette Ende des Spectrums; bei einer etwas dickeren Schicht ist es von 686 (136) an ganz dunkel.

Das Fluorescenzspectrum des Petroleums erscheint bei oberflächlicher Beobachtung ohne Unterbrechungen in der Helligkeit, wenn man aber die Spalte etwas eng stellt und genau beobachtet, auch zur Steigerung der Empfindlichkeit in der Wahrnehmung das Auge etwas hin und her bewegt, so erkennt man, daſs es den gleichen Character hat wie die beiden vorhin beschriebenen, nur sind die Unterschiede der Helligkeit viel geringer, somit ist auch die Lage der Maxima und Minima schwerer anzugeben.

Es ergab sich folgendes:

Das Spectrum beginnt schwach bei 92 (33),
deutlich bei 125 (39);
Minimum bei 208 (54);
II. Maximum bei 262 (63), das darauf folgende
Minimum bei 303 (70);

1) Pogg. Annalen Bd. CXXXI, S. 659.
2) Pogg. Annalen Bd. CXXXVII, S. 167.

III. Maximum bei 343 (77), das darauf folgende
Minimum bei 406 (87);
IV. Maximum bei 466 (98), das darauf folgende
Minimum bei 506 (105);
V. Maximum bei 584 (118), das darauf folgende
Minimum bei 645 (129);
VI. Maximum bei 707 (140), das
Ende bei 758 (149).

Die vier Maxima I, II, III und IV sind die stärksten und unter einander ziemlich gleich stark; V ist schwächer und VI ist sehr viel schwächer. Alle Maxima sind, wie schon bemerkt, nur durch schwach ausgesprochene Minima von einander getrennt; durch ganz besonders schwach ausgeprägte Maximum I von Maximum II und Maximum II von Maximum III, so dafs auch die Bestimmung der Lage der ersten Maxima und Minima nicht sehr zuverlässig ist.

Der Vergleich dieses Fluorescenzspectrums mit den beiden vorhin beschriebenen ergiebt, dafs beim Petroleum die Maxima näher zusammengerückt sind als beim Bichloranthracen und weiter aus einander liegen als beim Photen. Ein Gemenge dieser beiden Substanzen müfste annäherungsweise ein Spectrum geben wie das des Petroleums.

In der Geifsler'schen Stickstoffröhre ist die Fuorescenz brillant, in der Wasserstoffröhre nur ganz schwach.

28. Bisulfanthrachinon.

Im Juni 1871 erhielt ich von Hrn. Gysin, Chemiker in der Anilinfarbenfabrik von J. R. Geigy et Cie. in Basel eine im Sonnenlicht stark tiefblau fluorescirende Flüssigkeit.

Nach der Angabe des Hrn. Gysin wurde die Flüssigkeit folgendermaafsen erhalten:

Käufliches Anthracen wird mit Braunstein und Schwefelsäure oxydirt, diefs filtrirt, das Residuum sublimirt, das Sublimat mit concentrirter Schwefelsäure auf dem Sandbad gekocht, mit Wasser verdünnt, die überschüssige Schwefelsäure mit Chlorbarium gefällt; die filtrirte Flüssig-

keit ist die von mir untersuchte Substanz. Ob, wie vermuthet wird, die Fluorescenz auf einen Gehalt an Bisulfanthrachinon zurückzuführen ist, mufs erst die chemische Untersuchung zeigen.

Bei der Untersuchung der Fluorescenz im Spectrum fällt gleich auf, dafs erst sehr weit gegen das Violett hin die Fluorescenz beginnt, und dafs das Maximum der Fluorescenz erst nach H_2 liegt.

Die Fluorescenz beginnt schwach bei 652 (130) und ist stark von 781 (153) an. Sehr stark ist die Fluorescenz in einem schmalen Raume, der von H_2 bis 882 (171) geht; das Maximum mag etwa bei 862 (167) liegen. Die Fluorescenz bleibt dann noch ziemlich stark bis 967 (186) und geht noch schwach bis 1245 (234).

Dieser Fluorescenzerscheinung entspricht das Verhalten bei der Absorption, indem dieselbe von 717 (141) an merklich ist und von 823 (160) an vollkommen.

Das Fluorescenzspectrum besteht aus zwei der Stärke nach ziemlich gleichen Maxima, die durch ein ganz schwach ausgesprochenes Minimum von einander getrennt sind.

Das Spectrum beginnt bei 96 (34), das erste Maximum liegt bei 248 (61), das schwach ausgesprochene Minimum bei 384 (84), das zweite Maximum bei 583 (118) und das Ende bei 747 (147).

Geht das erregende Licht durch die Gefäfse (No. 12, 13) mit Kupferoxydammoniak, so ist das Roth im Fluorescenzspectrum verhältnifsmäfsig um ein merkliches schwächer.

In die der Geifsler'schen Stickstoffröhre ist die Fluorescenz prachtvoll blauviolett.

29. Flufsspath.

Die eigenthümliche optische Eigenschaft, im reflectirten Lichte eine andere Farbe zu zeigen als im durchgelassenen, ist bei einigen englischen Flufsspathvarietäten den Mineralogen schon seit längerer Zeit bekannt. J. Herschel bespricht in seiner Optik vom Jahre 1828 diese Erscheinung

und Brewster theilt 1838 seine optischen Studien hierüber der englischen Naturforschergesellschaft mit; in der Arbeit über Oberflächenfarben von 1845 geht Herschel von der optischen Erscheinung des Flufsspathes aus, um dann zum schwefelsauren Chinin und andern ähnlichen Körpern überzugehen. Es ist diefs bekanntlich der Grund, wefshalb Stokes, der in seiner Arbeit dem Flufsspath von Alston Moor besondere Aufmerksamkeit schenkte, für die optischen Erscheinungen, mit denen wir uns hier beschäftigen, den Namen Fluorescenz vorschlug.

Die Fluorescenzfarbe des Flufsspathes ist ein schönes blauviolett.

Im Spectrum beginnt die Fluorescenz bei 721 (142), das Maximum der Fluorescenz liegt ein klein wenig vor H_1, im Ultravioletten erstreckt sie sich bis 1216 (229).

Das Fluorescenzspectrum des Flufsspathes ist nicht gut zu erhalten, wenn directes Sonnenlicht auffällt; da in diesem Fall das diffus reflectirte Licht zu störend wirkt; doch ist dasselbe gut zu erhalten, wenn das erregende Licht durch Medien durchgeht, welche nur die brechbareren Strahlen durchlassen; am besten eignen sich hiezu die Lösungen von Kupferoxydammoniak (No. 11, 12, 13).

Geht das Licht durch die Lösung No. 11, so beginnt das Spectrum bei 84 (32), hat die gröfste Lichtstärke bei 526 (108) und hört auf bei 752 (148). Wenn das Licht durch No. 12 oder No. 13 geht, so hat das Spectrum die gleiche Ausdehnung, nur wird das Maximum etwas mehr nach der violetten Seite verschoben; beim Durchgang des Lichtes durch No. 13 liegt es bei 608 (122). Man kann annehmen, dafs bei dem Fluorescenzlicht, das durch directes Sonnenlicht erregt wird, das Maximum etwas vor 526 (108) liegt. Von einer Unterbrechung in der Lichtstärke ist hier nichts bemerkbar.

Beim Licht der Geifsler'schen Wasserstoff- oder auch Sauerstoffröhre leuchtet der Flufsspath gar nicht, während beim Licht der Stickstoffröhre die blauviolette Fluorescenz brillant ist. Dieser Versuch ist sehr lehrreich,



um den Unterschied des Wasserstoff- und Stickstofflichtes in Betreff der Fluorescenzerregung zu zeigen.

30. Uranglas.

Brewster hat zuerst im Jahre 1838 die Aufmerksamkeit auf die „imere Dispersion" verschiedener Gläser gelenkt, in's Besondere auf ein gelbes Glas, das ein brillantes Licht dispergirt. Stokes hat dieses gelbe Glas, welches im Handel unter dem Namen Kanarienglas häufig vorkommt, als ein mit Uranoxyd gefärbtes Glas erkannt und dasselbe sowie mehrere andere Uransalze einer genauen Untersuchung unterzogen. Ferner hat Edm. Becquerel [1]) verschiedene Uranverbindungen, darunter auch das Uranglas, in seinem Phosphoroscop untersucht. Endlich hat noch Pierre seine optischen Eigenschaften studiert und beschrieben.

Die Fluorescenzfarbe des Uranglases ist bekanntlich ein brillantes Gelbgrün.

Im Spectrum sind drei Maxima der Fluorescenz bemerklich. Die Fluorescenz beginnt schwach bei 331 (75), wird deutlich bei 362 (80), bleibt dann ziemlich gleich stark bis 450 (95); dann nimmt sie wieder ab und hat ein Minimum etwa bei 473 (99), eine zweite helle Gegend, der ersten an Stärke ziemlich gleich, geht von 497 (103) bis 532 (109). Die Fluorescenz nimmt wieder etwas ab, und wir haben ein schwach ausgeprägtes Minimum bei 548 (112). Von *G* an ist die Fluorescenz wieder sehr deutlich, und etwa bei 615 (124) mag das dritte Maximum liegen, doch ist dessen Lage nicht genau anzugeben, da bis zu 876 (169) die Fluorescenz stark bleibt, von hier nimmt sie dann merklich ab und ist noch bis zu 1190 (225) zu verfolgen.

Die Absorption, die sehr gut an einem Uranglaswürfel bestimmt werden kann, entspricht genau dem beschriebenen Verhalten in Bezug auf Fluorescenz. Wir haben zwei Absorptionsstreifen und dann die Absorption des violetten

1) *Annales de Chimie et de Physique*, (3). *T. LVIII, p.* 101.

Endes. Der erste Absorptionsstreif, welcher dem ersten Maximum der Fluorescenz entspricht, geht von 351 (78) bis 420 (90), der zweite, der dem zweiten Fluorescenzmaximum entspricht von 488 (101) bis 516 (106). Von 557 (114) an ist wieder Absorption merklich, und von 609 (123) an ist es ganz dunkel; diese Absorption des violetten Endes entspricht dem dritten Maximum der Fluorescenz.

Das Fluorescenzspectrum hat sehr deutlich ausgesprochen die Abwechslungen der Helligkeit, es zeigen sich fünf helle Streifen oder Maxima, die durch verhältnifsmäfsig dunkle Räume, Minima, getrennt sind. Es liefs sich gut beobachten, wenn man einen Uranglaswürfel vor die Spalte des Spectralapparates stellte und seitlich mit Sonnenlicht beleuchtete, welches durch die Schicht No. 11 von Kupferoxydammoniaklösung gegangen war. Für die Lage der Maxima und Minima ergaben meine Messungen folgendes:

Das Fluorescensspectrum des Uranglases beginnt bei 117 (38);
I. Maximum bei 146 (43), das darauf folgende Minimum bei 171 (47);
II. Maximum bei 194 (52), das darauf folgende Minimum bei 215 (55);
III. Maximum bei 236 (59), das darauf folgende Minimum bei 260 (63);
IV. Maximum bei 291 (68), das darauf folgende Minimum bei 316 (72);
V. Maximum bei 347 (77), das Ende bei 396 (86).

Am hellsten sind die Maxima III und IV, dann kommt II, dann V, am schwächsten ist I. Bei Erregung mit directem Sonnenlicht ist III etwas lichtstärker als IV, während bei der Erregung mit Licht, welches durch eine Kupferoxydammoniaklösung (No. 11) gegangen war, III und IV ziemlich gleich stark sind.

Becquerel giebt beim Uranglas sechs helle Streifen an, seine fünf ersten entsprechen der Lage nach den von



mir gemessenen Streifen; seinen sechsten, der etwa bei 420 (90) liegen müfste, habe ich bei meiner Beobachtungsart nicht sehen können. Stokes spricht nur von fünf hellen Streifen, ihre genaue Lage giebt er nicht an.

Becquerel hat bekanntlich das Licht, das er analysirte, in seinem Phosphoroscop erzeugt; ich habe mich überzeugt, dafs man beim Uranglas nach der Becquerel'schen Methode ganz das gleiche Spectrum bekommt wie nach meiner Beobachtungsart, wo einfach der Uranwürfel vor die Spalte des Spectralapparates gestellt und seitlich durch auffallendes Sonnenlicht beleuchtet wurde.

Das Licht des glühenden Wasserstoffs erregt eine kaum merkliche Fluorescenz; sehr schön wird sie aber bekanntlich erregt durch den glühenden Stickstoff.

31. Salpetersaures Uranoxyd.

Das salpetersaure Uranoxyd wurde von Stokes und Edm. Becquerel in Bezug auf Phosphorescenz und Fluorescenz untersucht.

Die Krystalle dieses Salzes zeigen eine sehr starke gelbgrüne Fluorescenz, die der des Uranglases sehr ähnlich ist.

Gränzen und Maximum der Fluorescenz im Spectrum lassen sich am besten bestimmen, wenn man ein Kryställchen dieses Körpers auf Unterlage von schwarzem Sammet durch das Spectrum hindurchführt, während man dasselbe durch ein seitlich aufgestelltes Prisma betrachtet. Man kann sich so leicht überzeugen, dafs beim salpetersauren Uranoxyd die Fluorescenz erst weiter gegen Violett hin als beim Uranglas, nämlich bei 407 (87) beginnt, dafs nicht drei, sondern nur *ein* Maximum in der Gegend von 543 (111) vorkommt, und dafs im Ultravioletten sie fast ebensoweit als beim Uranglas bis zu 1128 (214) zu verfolgen ist. Zu dem gleichen Resultate kommt man in einer etwas übersichtlichern Gestalt, wenn man auf ein Papier eine concentrirte mit etwas Gummi versetzte Lösung von salpetersaurem Uranoxyd aufträgt und krystallisiren läfst.

Das Absorptionsspectrum der Krystalle des salpetersauren Uranoxydes zeigt ein sehr eigenthümliches Verhalten. Der beschriebenen Fluorescenzerscheinung entsprechend haben wir eine Absorption des violetten Endes des Spectrums; außerdem aber zeigen sich eine Anzahl sehr scharf ausgeprägte schmale Absorptionsstreifen, die nichts mit der Fluorescenz zu thun haben und sehr ähnlich den Streifen des übermangansauren Kalis sind. Auf diese Absorptionsstreifen des salpetersauren Uranoxydes und anderer Uransalze hat wohl zuerst Stokes die Aufmerksamkeit gelenkt; etwas später hat auch Gladstone davon eine Abbildung gegeben.

Meine Beobachtungen ergaben für die Lage dieser Streifen folgendes:

I. Streif von 412 (88) bis 424 (90);
II. Streif von 465 (97) bis 480 (100);
III. Streif von 525 (108) bis 545 (111);
IV. Streif von 577 (117) bis 605 (122);
V. Streif von 641 (128) bis 665 (132);
VI. Streif von 697 (138) bis 727 (143);
VII. Streif von 763 (150) bis 799 (156).

Die drei ersten Streifen wurden deutlich gesehen, wenn ein etwas dickerer Krytall vor die Spalte des Spectralapparates gebracht wird, während zur Beobachtung der vier letzten der Krystall dünn sein muſs, da sonst die der Fluorescenz entsprechende Absorption als allgemeines Dunkel die Streifen überdeckt.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes, das sich am besten beobachten läſst, wenn man einen Krystall vor die Spalte bringt und von der Seite mit Licht beleuchtet, welches durch ein Gefäſs mit Kupferoxydammoniaklösung (No. 11 oder No. 12) gegangen ist, besteht aus acht hellen Streifen, die durch verhältniſsmäſsig dunkle Räume getrennt sind. Meine Messungen ergaben folgendes:

Das Spectrum beginnt bei . 79 (31);
I. Maximum bei 100 (35), das darauf folgende Minimum bei 121 (38);
II. Maximum bei 142 (42), das darauf folgende Minimum bei 164 (46);
III. Maximum bei 190 (50), das darauf folgende Minimum bei 210 (54);
IV. Maximum bei 238 (59), das darauf folgende Minimum bei 266 (64);
V. Maximum bei 294 (69), das darauf folgende Minimum bei 316 (72);
VI. Maximum bei 352 (78), das darauf folgende Minimum bei 376 (82);
VII. Maximum bei 407 (87), das darauf folgende Minimum bei 420 (90);
VIII. Maximum bei 445 (94), das . . . Ende bei 442 (97).

Die hellen Streifen setzen verhältnifsmäfsig scharf gegen die dunklen Zwischenräume ab und mögen etwa halb so breit seyn als die letztern.

Am hellsten und unter sich ziemlich gleich sind Maximum V und VI, dann folgt IV, dann III und VII, dann II, dann I und zuletzt VIII, welches sehr schwach ist.

Auch Edm. Becquerel[1]) giebt acht helle Streifen an, die in der Lage ziemlich genau den von mir gemessenen entsprechen; er hat dieselben beobachtet sowohl wenn er den Krystall in das Phosphoroscop als wenn er ihn direct beleuchtete. Stokes spricht nur von fünf und einem noch schwächeren sechsten Streifen, der besonders deutlich hervortrat, wenn dem Salz durch Erwärmung ein Theil des Krystallwassers entzogen wurde.

Die Streifen II, III, IV, V und VI des salpetersauren Urans entsprechen offenbar den fünf Streifen des Uranglases, was man auch sehr deutlich sieht, wenn man beide Spectren direct über einander im Spectralapparat entstehen läfst. Da wo die Streifen VII und VIII des salpetersauren

1) *Annales de Chimie et Physique*, (3). *T. LVII*, p. 101.

Uranes liegen, ist es im Fluorescenzspectrum des Uranglases vollkommen dunkel.

Beim Licht der Geifsler'schen Stickstoffröhre leuchtet das salpetersaure Uranoxyd sehr stark, so dafs man deutlich mit dem Spectralapparat das eigenthümliche Spectrum erkennen kann; die Messung ergiebt, dafs die Maxima gleich liegen.

Die wässrige Lösung von salpetersaurem Uranoxyd fluorescirt sehr schwach im Vergleich mit dem festen Salze; es ist somit erklärlich, dafs sie zuweilen ganz in Abrede gestellt worden ist. Man sieht dieselbe wohl am besten, wenn man das directe Sonnenlicht, das durch ein Cobaltglas gegangen ist, durch eine Linse concentrirt und auf die Oberfläche wirft; man sieht dann sehr deutlich einen grünen Lichtkegel, der bei Untersuchung mit dem Spectralapparat deutlich das oben beschriebene charakteristische Fluorescenzspectrum des salpetersauren Urans zeigt. Die Flüssigkeit war frisch filtrirt und vollkommen klar, so dafs man nicht wohl die Fluorescenz suspendirten Theilchen des festen Salzes zuschreiben kann. In der Geifsler'schen Stickstoffröhre habe ich keine Fluorescenz bemerken können, wohl weil dieselbe zu schwach ist.

In Bezug auf Absorption verhält sich die Lösung fast ganz gleich wie das feste Salz; nur ist die allgemeine Absorption des violetten Theiles des Spectrums, die offenbar mit der Fluorescenz zusammen hängt, hier geringer; die Absorptionsstreifen sind auch hier sehr deutlich, wenn auch nicht gar so scharf ausgeprägt als bei dem festen Salz; der Umstand, dafs diese Streifen in der stark fluorescirenden festen und in der beinahe nicht fluorescirenden flüssigen Substanz in ganz ähnlicher Weise sich zeigen, kann auch als Beweis dafür dienen, dafs sie nichts mit der Fluorescenz zu thun haben.

32. Gewöhnliches Glas.

Gewöhnliche Gläser wurden zuerst von Brewster und später sehr sorgfältig von Stokes untersucht. Es wäre

zu wünschen, wenn auch diese Beobachtungen wieder aufgenommen und die Gränzen der Fluorescenz und Fluorescenzspectrum genau bestimmt würden. Ich habe nur bei einer ordinären grünen Glassorte Beginn und Maximum der Fluorescenz im Spectrum bestimmt, und den Beginn bei 502 (104), das Maximum in der Gegend der Linie *G* gefunden.

33. Phtaleïn des Resorcins. (Fluoresceïn.)

Ad. Baeyer[1]) hat vor Kurzem über eine sehr stark fluorescirende Substanz berichtet und die Gefälligkeit gehabt, mir eine Probe der Substanz zu übersenden.

Die Auflösung von Phtaleïn des Resorcins in verdünntem Ammoniak fluorescirt ganz außerordentlich schön mit einer gelbgrünen Farbe, die sehr viel Aehnlichkeit mit der Fluorescenzfarbe des Uranglases hat, und die mehr in's Gelbe geht als die Fluorescenzfarbe des Stechapfelsamenextractes und selbst der Lösung von salpetersaurem Chrysanilin in Schwefelsäure.

Im Spectrum beginnt die Fluorescenz schwach bei 261 (63), deutlich bei *E*, die Fluorescenz nimmt nun noch zu und erreicht in der Gegend von *F* ein Maximum; doch ist die Lage desselben nicht genau anzugeben, da über eine ziemliche Strecke die Fluorescenz sich ungefähr gleich bleibt. Nach *G* nimmt die Stärke der Fluorescenz merklich ab, bleibt aber noch deutlich bis über H_2 hinaus und ist im Ultravioletten noch bis zu 1239 (233) zu verfolgen.

Die Absorption entspricht genau dem obigen Verhalten, und es war leicht dem Maximum der Fluorescenz entsprechend einen Absorptionsstreif zu beobachten, der bei etwas stärkerer Lösung von 327 (74) bis 694 (137), bei schwächerer von 343 (77) bis 567 (115) und bei ganz schwacher von 364 (80) bis 428 (91) ging.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes erscheint bei oberflächlicher Betrachtung ohne Unterbrechungen der Lichtstärke; wenn man aber etwas genauer zusieht, und

1) Berichte der deutschen chem. Gesellschaft zu Berlin. 4 Jahrg., No. 10.

besonders wenn man das Auge etwas hin und her bewegt, so erkennt man drei Maxima, die durch sehr schwach ausgeprägte Minima von einander getrennt sind.

Das Spectrum beginnt bei . . 90 (33);
I. Maximum bei 151 (44), das darauf folgende
Minimum bei 190 (51);
II. Maximum bei 221 (56), das darauf folgende
Minimum bei 286 (67);
III. Maximum bei 334 (75), das deutliche
Ende bei 389 (84);
schwaches Licht geht bis 410 (88).

Am stärksten ist das III. Maximum, dann folgt I, II ist am schwächsten, doch ist der Unterschied von I und II in Bezug auf Helligkeit nur unbedeutend.

Wenn man die Spalte eines kleinen Spectralapparates à vision directe über die Oberfläche der Flüssigkeit hinführt, auf welche das Spectrum projicirt ist, so sieht man deutlich, dafs in dem Spectrum des Fluorescenzlichtes, das von den weniger brechbaren Strahlen erregt ist, das Roth stärker entwickelt ist als in dem durch die brechbarern Strahlen erregten Lichte.

In der Geifsler'schen Stickstoffröhre erhalten wir eine sehr schöne gelbgrüne Fluorescenz; in der Wasserstoffröhre ist die Fluorescenz auch vorhanden, doch nicht so stark.

34. Fluoranilin.

Im Jahre 1869 hat J. Parnell[1]) eine Notiz publicirt über eine stark fluorescirende Substanz, die sich aufser Anilinroth bildet, wenn Anilin mit Quecksilberchlorid erhitzt wird; Parnell hat ihr den Namen Fluoranilin gegeben. Da nach der Beschreibung die Fluorescenz dieser Substanz in manchem mit derjenigen des so eben beschriebenen Körpers übereinzustimmen schien, lag es mir des Vergleiches halber daran auch die von Parnell untersuchte Substanz

1) Phil. Mag, (4). *T. XXXVIII, p.* 136. Pogg. Ann. Bd. *CXXXIX*, S. 350.



meiner Prüfung zu unterziehen. Das Material verdanke ich der Gefälligkeit des Hrn. Hagenbuch, Assistent am hiesigen chemischen Laboratorium, welcher nach Parnell's Vorschrift die ätherische Lösung des Fluoranilins darstellte.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche dieser Flüssigkeit projicirt, so beginnt die Fluorescenz mit einer gelben Farbe vor *D* bei 163 (46), ein erstes Maximum liegt bei 243 (60), ein Minimum der Fluorescenz bei 278 (66) und ein zweites Maximum bei *b*. Bis dahin ist die Fluorescenzfarbe mehr gelb, geht aber nach und nach in's Gelbgrüne über, ein Minimum liegt bei 384 (84) und ein drittes Maximum bei 530 (109). Die Fluorescenz bleibt noch sehr stark bis zur Doppellinie *H*; sie hört auf im Ultravioletten etwa bei 1128 (214).

Das erste Maximum ist das stärkste; die Maxima II und III sind etwas lichtschwächer und unter sich ziemlich gleich.

Das Absorptionsspectrum entspricht genau der beschriebenen Erscheinung; dem Maximum I entspricht ein sehr starker, dem Maximum II ein schwächerer Absorptionsstreif und dem Maximum III die Absorption des violetten Endes des Spectrums.

Die Farbe des Fluorescenzlichtes ist gelbgrün.

Die Spectraluntersuchung dieses Lichtes ergab folgendes:

Das Spectrum beginnt bei . . . 83 (32),
wird deutlich bei . . . 117 (38);
I. Maximum bei 148 (43), das darauf folgende
Minimum bei 187 (50);
II. Maximum bei 219 (56), das darauf folgende
Minimum bei 270 (64);
III. Maximum bei 332 (75), das Ende des deutlichen Spectrums bei . . 396 (86);
Ganz schwaches Licht bis 439 (93).

Am stärksten ist Maximum III, dann folgt Maximum II und dann Maximum I. Der Unterschied in der Licht-

stärke der Maxima und Minima ist hier sehr unbedeutend, so daſs auf den ersten Anblick sich das Spectrum als eines ohne Intermittenz zu erkennen giebt.

In der Geiſsler'schen Stickstoffröhre zeigt die Lösung von Parnell eine schöne grüngelbe Fluorescenz.

In Bezug auf das Fluorescenzspectrum stimmt das Fluoranilin von Parnell ziemlich genau mit dem Fluoresceïn von Baeyer; jedoch nicht, wenn wir die Gränzen und Maxima der Fluorescenz in Betracht ziehen. Es sieht gerade so aus, als wie wenn das Fluoranilin das Fluoresceïn enthielte und auſserdem eine gelb fluorescirende Substanz, welche die beiden ersten Maxima der Parnell'schen Substanz liefert und zugleich bewirkt, daſs die Fluorescenzfarbe mehr in's Gelbe spielt, und daſs in ihrem Spectrum das Maximum II verhältniſsmäſsig stark hervortritt. Doch steht dieser Auffassung die Thatsache entgegen, daſs das Fluoresceïn in Wasser löslich, in Aether aber vollkommen unlöslich ist, während beim Fluoranilin gerade das entgegengesetzte stattfindet.

35. Bariumplatincyanür.

Auf die „innere Dispersion" des Bariumplatincyanürs, das auch in Folge der davon unabhängigen Oberflächenfarbe Interesse erregt, hat Brewster [1]) im Jahre 1850 die Aufmerksamkeit gelenkt. Drei Jahre später hat Stokes [2]) die Fluorescenz der Platincyanide einer genauen Untersuchung unterzogen. Weitere Beiträge hiezu sind geliefert worden von Böttger [3]), J. Müller [4]), Greiſs [5]) und Grailich [6]).

Von den in Bezug auf Fluorescenz so interessanten Platincyaniden habe ich nur das Bariumplatincyanür unter-

1) *Report of British Association.* 1850. *Trans. of Sect.*, *p.* 5.
2) Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 541 und *Phil. Mag.* (4). *T. X*, *p.* 95.
3) Jahresber. Frankf. Verein 1854—55, S. 22; 1855—56, S. 24. Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 176; Bd. XCVII, S. 333.
4) Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 649.
5) Pogg. Ann. Bd. CVI, S. 645.
6) Krystallographisch-Optische Untersuchungen S. 104.



sucht, und die darauf bezüglichen Versuche, die ich hier aufzählen will, sind noch etwas lückenhaft, ich gebe sie dennoch schon jetzt, bevor ich sie vervollständigt habe, weil sie vielleicht die Veranlassung sein können, daſs auch andere Physiker die ihnen zur Verfügung stehenden Krystalle dieses Salzes näher untersuchen.

Von Bariumplatincyanür habe ich im festen Zustande drei sich verschieden verhaltende Salze untersucht. Es stand mir erstens zu Gebot der mit Bariumplatincyanür überzogene Papierstreifen, an dem J. Müller zuerst die intermittirende Fluorescenz nachgewiesen hat, und der mir für einige Zeit zur Untersuchung überlassen war, ich werde das darauf befindliche Salz mit α bezeichnen. Ferner habe ich von W. Steeg in Homburg eine Anzahl Krystalle erhalten, die sich schon beim bloſsen Ansehen als hellgelbe und dunkelgelbe unterscheiden lieſsen und in Bezug auf Fluorescenz ein merklich verschiedenes Verhalten zeigten; die erstern werde ich mit β und die letztern mit γ bezeichnen.

Krystalle, die ich vor Kurzem von Dr. L. C. Marquart in Bonn erhalten habe, und die ich zu untersuchen beabsichtige, sobald die Sonnenhöhe wieder günstiger für optische Arbeiten ist, scheinen auch diese Verbindung γ zu seyn.

Das Salz α habe ich chemisch nicht untersucht, da mir nur der damit bestrichene Streifen leihweise zu Gebote stand; Hr. J. Müller hat es als mit Bariumplatincyanür bestrichen von J. V. Albert in Frankfurt bezogen. Die Salze β und γ habe ich nur qualitativ mit der Spectralanalyse untersucht und gefunden, daſs beides Bariumsalze sind und keine merkliche Spur von Kalium enthalten.

Das Salz α fluorescirt mit grüngelber Farbe.

Im Spectrum untersucht zeigt dasselbe, wie dies im Jahre 1858 J. Müller beschrieben hat, eine Anzahl Fluorescenzstreifen, die durch Minima der Fluorescenz von einander getrennt sind.

Streif I beginnt bei 506 (105), hat sein Maximum bei 516 (106) und hört auf bei 526 (108).

Streif II beginnt bei 564 (115), hat sein Maximum bei 578 (117) und hört auf bei 596 (121).

Streif III geht von 622 (125) bis 667 (133).

Streif IV geht von 680 (135) bis zu 946 (182) und hat bei 734 (144) ein schwaches Minimum, welches ihn wieder in zwei Unterabtheilungen trennt.

Zwischen I und II sowie zwischen II und III ist die Fluorescenz entweder sehr schwach oder gleich Null, was noch durch einen besonderen Versuch zu entscheiden wäre. Zwischen III und IV ist die Fluorescenz nicht gar so gering.

J. Müller spricht von drei Fluorescenzstreifen; seine Angaben entsprechen den von mir mit I, II und III bezeichneten Streifen.

Das Salz β fluorescirt grüngelb.

Im Spectrum zeigt dasselbe keine Spur von Unterbrechung in der Lichtintensität.

Die Fluorescenz beginnt schwach bei 349 (78) und wird deutlich bei 391 (85); das Maximum liegt bei 749 (147) und das Ende bei 1210 (228).

Das Fluorescenzspectrum dieses Salzes wurde sehr rein erhalten, als man das erregende Licht durch das Gefäſs No. 11 oder No. 12 mit Kupferoxydammoniaklösung gehen lieſs.

Es zeigt dasselbe keine Unterbrechung in der Lichtintensität, beginnt schwach bei 139 (41), wird recht deutlich bei 204 (53), ist sehr stark von 266 (64) bis 351 (78) mit dem Maximum etwa bei 322 (73); von 375 (82) an ist das Licht merklich schwächer und hört bei 422 (90) ganz auf.

Wird dieses gelbe Salz β erwärmt und somit das Krystallwasser ausgetrieben, so wird es mehr rothgelb; die Fluorescenz wird stärker und zeigt eine goldgelbe Farbe.

Im Spectrum beginnt dieselbe mit einer mehr rothgelben Nuance bei 292 (68), nach und nach geht diese



mehr in's Goldgelb über und die Fluorescenz hat ihr Maximum bei 499 (103); in's Ultraviolette erstreckt sie sich weniger weit als bei dem Hydrat und hört schon bei 1063 (202) auf.

Das Fluorescenzspectrum dieses entwässerten Salzes zeigt zwei durch ein schwach ausgeprägtes Minimum getrennte Maxima. Es beginnt bei 105 (36); das erste Maximum liegt bei 174 (47), das schwach ausgeprägte Minimum bei 204 (53), das zweite Maximum liegt bei 275 (65) und das Ende bei 392 (85).

Beim Licht der Geifsler'schen Stickstoffröhre zeigt das Salz β vor dem Erwärmen und nach dem Erwärmen eine starke Fluorescenz; das goldgelbe Leuchten des erwärmten Salzes sieht besonders hübsch aus.

Eine klare Lösung dieses Salzes fluorescirt gar nicht, weder im Sonnenlicht noch in der Geifsler'schen Röhre, wie diefs schon Stokes bemerkt hat.

Das Salz γ fluorescirt schwächer als das Salz β. Auch in Bezug auf die Gränzen und das Maximum der Fluorescenz scheinen, soweit meine Versuche bis jetzt gehen, Unterschiede zu bestehen.

Das Erwärmen bringt auch bei diesem Salz eine Aenderung hervor, nach welcher dasselbe goldgelb fluorescirt.

Es ist sehr wahrscheinlich, dafs die optisch verschiedenen Eigenschaften der Salze α, β und γ auf verschiedenem Wassergehalt beruhen; ich hoffe über diesen Punkt noch nachträglich einigen Aufschlufs geben zu können.

(Schlufs im nächsten Heft.)

III. *Ueber den Einfluſs der astronomischen Bewegungen auf die optischen Erscheinungen;* *von E. Ketteler.*

5. Zur Theorie des Fizeau'schen Versuches über die Drehung der Polarisationsebene. Schwingungsrichtung des polarisirten Lichtes.

Mit der Untersuchung der Modification, welche Amplitude und Intensität eines gespiegelten und gebrochenen Strahles in Folge der Bewegung der ponderablen Mittel und ihrer Scheidewände erfahren, betrete ich ein Gebiet, welches ich anfänglich von der Betrachtung ausgeschlossen hatte. Es gewährt indeſs die Möglichkeit, den Fresnel'schen Werth der Constante k, der uns bisher als Ergebniſs der Erfahrung und zwar zumeist rein negativer Versuche entgegentrat, auch theoretisch zu begründen. Zudem bieten diese Intensitätsänderungen und die damit verknüpften Drehungen der Polarisationsebene neue experimentelle Hülfsmittel, die Existenz des Lichtäthers sowie die fortschreitende Bewegung der Erde darzuthun. Ist doch mit Recht der erste, nach dieser Richtung hin von Fizeau[1]) gethane Schritt mit einem lebhaften und allseitigen Interesse aufgenommen.

39. Nach Fresnel, der das Quadrat des Brechungsindex als Maaſs betrachtet für die Dichtigkeit des Aethers im Innern der ponderablen Mittel, ist n^2-1 der Ueberschuſs dieser Dichtigkeit über die des umgebenden Weltäthers, und so soll denn bei der Translation jener Mittel die Geschwindigkeit des Schwerpunktes des eingeschlossenen Aethers im Verhältniſs von n^2-1 zu n^2 an dieser Verschiebung der ponderablen Molecüle Theil nehmen. Es ergiebt sich daher für die absolute Fortpflanzungsgeschwin-

1) Fizeau. Diese Ann. CXIV, 554. — *Ann. de chim. et de phys. S. III, T. LVIII*, 129.

digkeit des Lichtes nach einer Richtung, die mit der Richtung der Bewegung den Winkel ψ einschliefst, der Werth:

$$v'_1 = v' + g\,k \cos\psi.$$

Wenngleich nun der so formulirten Fresnel'schen Theorie eine gewisse innere Wahrscheinlichkeit nicht abzusprechen ist und demgemäfs die bisher gegebenen Entwicklungen sich in der Sprache sehr enge an sie anschlossen, so ist sie doch keineswegs diejenige Annahme, welche die Erfahrung geradezu verlangte. Vorstehende Gleichung nämlich, die einzige, zu der die Modification sowohl der Richtung als der Wellenlänge der gespiegelten und gebrochenen Strahlen — bei geometrischer Behandlung — mit Nothwendigkeit hinführten, ist einer mehrfachen Deutung fähig. Bezeichnet man mit v_i die innere Fortpflanzungsgeschwindigkeit, die bei der Bestimmung der Wellenlänge in Betracht kommt, und nimmt man an, dafs dieselbe in Folge von Aenderungen von Elasticität und Dichtigkeit einen Werth:

30. $$v_i = v' + g\,k' \cos\psi$$

erlange, so bleibt für die blofse Tanslationsgeschwindigkeit des Aethers der Werth: $g\,(k - k') \cos\psi$ übrig, eine Differenz, die möglicher Weise $= 0$ ist. Wenn daher (§. 31 und flgd.) bei Ableitung der Wellenlänge aus dem Doppler'schen Princip $v_i = v'$, also $k' = 0$ gesetzt wurde, so war das eine bis dahin nicht nothwendige Accommodation an die Fresnel'sche Auffassung.

40. Zur Kenntnifs des vollständigen Spiegelungs- und Brechungsgesetzes, sowie es repräsentirt wird durch die Gleichungen 22 und 23, gelangte man mittelst gleichzeitiger Anwendung des Princips der relativen Geschwindigkeiten sowie des Princips von Doppler. Man erhält dasselbe auf einfacherem Wege, d. h. von einem einheitlichen Gesichtspunkte aus, mittelst Erweiterung der Fresnel-Cauchy'schen Intensitätsformeln.

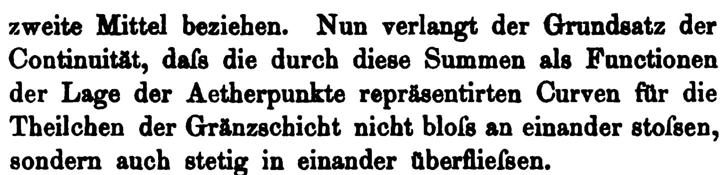
Für den Fall eines ruhenden Mittels ist bekanntlich das Problem der Bestimmung der Intensität des gespie-

gelten und gebrochenen polarisirten Lichtes vornehmlich von Fresnel, Neumann und Cauchy behandelt worden. Sie betrachten den einfallenden Strahl als einen Transversalstrahl, der dann, wenn seine Schwingungen zur Einfallsebene senkrecht sind, in einen gespiegelten und einen gebrochenen Transversalstrahl zerfällt. Dasselbe geschieht nach Fresnel und Neumann, wenn die Schwingungen des einfallenden Lichtes der Einfallsebene parallel sind, während Cauchy noch die beiden möglicher Weise mit erzeugten Longitudinalstrahlen, einen reflectirten und einen gebrochenen, in die Betrachtung hineinzieht. Fresnel und Neumann entwickeln ihre beiden Gränzbedingungen, die eine aus dem Princip der Continuität der Schwingungen der Gränzschichten, die andere aus dem Princip der Erhaltung der lebendigen Kraft. Während aber Fresnel die Elasticität des Aethers in den verschiedenen Mitteln als constant betrachtet und seine Dichtigkeit durch das Quadrat des Brechungsexponenten miſst, nimmt Neumann die erstere als variabel und die letztere als constant an.

Denkt man sich jetzt das durchsichtige Mittel sammt seiner Scheidewand in rascher Bewegung, so wird zwar der Grundsatz der Continuität seine Gültigkeit bewahren, indeſs über die inneren Vorgänge und über die etwaige Veränderung in der Umsetzung der lebendigen Kräfte bleibt man im Ungewissen. So eignet sich denn weder die Fresnel'sche noch die Neumann'sche Anschauung zur beabsichtigten Erweiterung des Problems.

Glücklicher Weise gelangt Cauchy [1]) zu den Fresnel'schen Formeln mittelst zweier Gränzbedingungen, die beide aus dem Princip der Continuität herfließen. Cauchy zerlegt die Schwingungsausschläge im einfallenden und in den beiden gespiegelten und gebrochenen Strahlen nach den drei Coordinatenaxen, von denen die x-Axe mit der Richtung des Lothes zusammenfallen möge, in Componenten und summirt einerseits die gleichgerichteten, die sich auf das erste, und andererseits diejenigen, die sich auf das

1) Vgl. Fr. Eisenlohr. Diese Ann. Bd. CIV.



zweite Mittel beziehen. Nun verlangt der Grundsatz der Continuität, daſs die durch diese Summen als Functionen der Lage der Aetherpunkte repräsentirten Curven für die Theilchen der Gränzschicht nicht bloſs an einander stoſsen, sondern auch stetig in einander überflieſsen.

Heiſsen daher ϱ_E, ϱ_R, ϱ'_R, ϱ_D, ϱ'_D die Schwingungsausschläge im einfallenden, reflectirten und durchgehenden Lichte und beziehen sich die accentuirten Zeichen auf die Longitudinalen, die unaccentuirten auf die transversalen Strahlen, so bezeichnen sich die nach den Coordinatenaxen gerichteten Componenten in analoger Weise wie folgt:

$$\begin{matrix} \xi_E & \xi_R & \xi'_R & \xi_D & \xi'_D \\ \eta_E & \eta_R & \eta'_R & \eta_D & \eta'_D \\ \zeta_E & \zeta_R & \zeta'_R & \zeta_D & \zeta'_D. \end{matrix}$$

Die Summe der drei ersten Glieder einer jeden Horizontalreihe bezieht sich auf das erste, die Summe der beiden folgenden auf das zweite Mittel. Bezeichnet man sie durch ξ_I, η_I, ζ_I, resp. ξ_{II}, η_{II}, ζ_{II}, so sind die Gränzbedingungen, die für die Punkte der Gränzfläche erfüllt seyn müssen, die folgenden:

$$\left.\begin{matrix} \xi_I = \xi_{II} & \eta_I = \eta_{II} & \zeta_I = \xi_{II} \\ \frac{d\xi_I}{dx} = \frac{d\xi_{II}}{dx} & \frac{d\eta_I}{dx} = \frac{d\eta_{II}}{dx} & \frac{d\zeta_I}{dx} = \frac{d\xi_{II}}{dx} \end{matrix}\right\} x = 0.$$

Giebt man wieder dem durchsichtigen Mittel sammt seiner Scheidewand eine rasche Translationsbewegung, so ist nicht einzusehen, weſshalb nicht auch jetzt die nämlichen Gränzbedingungen für die nunmehr in Bewegung begriffene Scheidewand ihre Gültigkeit behalten sollen, vorausgesetzt freilich, daſs deren Geschwindigkeit g als hinlänglich klein vorausgesetzt wird, um keine Compressionen oder Dilatationen in der Nähe derselben befürchten zu brauchen.

41. Erster Hauptfall; die Schwingungen des einfallenden Lichtes stehen senkrecht auf der Einfallsebene. Da unter dieser Voraussetzung nur transversale Strahlen möglich sind, so werden, wenn wir die Einfallsebene mit der

XY-Ebene zusammenfallen lassen, die Gränzbedingungen die folgenden seyn:

$$31. \qquad \zeta_E + \zeta_R = \zeta_D \qquad \frac{d\zeta_E}{dx} + \frac{d\zeta_R}{dx} = \frac{d\zeta_D}{dx},$$

unter ζ die volle Excursion ϱ verstanden und diese Gränzbedingungen auf die bewegten Punkte der Scheidewand bezogen. Bezeichnen wir Einfalls-, Spiegelungs- und Brechungswinkel bezüglich durch α_E, α_R, α_D, so haben wir zunächst für den einfallenden und für den gespiegelten Strahl die Gleichungen:

$$\varrho_E = \cos 2\pi \left(\frac{t}{T_E} - \delta_E + \frac{x_0 \cos \alpha_E + y_0 \sin \alpha_E}{\lambda_E} \right)$$

$$\varrho_R = R \cos 2\pi \left(\frac{t}{T_R} - \delta_R + \frac{x_0 \cos \alpha_R + y_0 \sin \alpha_R}{\lambda_R} \right),$$

wenn nämlich die Coordinaten x_0, y_0 auf ein absolut festes System bezogen werden. Ich nehme an, die Scheidewand bewege sich in einer Richtung, die mit dem Lothe den Winkel ψ einschliefst, und mit der Geschwindigkeit g etwa abwärts, und es sollen die vorstehenden Gleichungen auf ein bewegliches, durch die Scheidewand gelegtes Coordinatensystem bezogen werden, das zur Zeit $t = 0$ mit jenem festen zusammenfällt. Offenbar wird dann, wenn man die neuen Coordinaten x, y nennt:

$$x_0 = x - gt \cos \psi, \qquad y_0 = y - gt \sin \psi.$$

Und so erhält man die Gleichungen:

$$\varrho_R = \cos 2\pi \left[\frac{t}{T_E} - \delta_E + \frac{(x - gt \cos \psi) \cos \alpha_E + (y - gt \sin \psi) \sin \alpha_E}{v T_E} \right]$$

$$= \cos 2\pi \left\{ \left[1 - \frac{g}{v} \left(\cos \alpha_E \cos \psi + \sin \alpha_E \sin \psi \right) \right] \frac{t}{T_E} - \delta_E + \frac{x \cos \alpha_E + y \sin \alpha_E}{\lambda_E} \right\}$$

$$= \cos 2\pi \left\{ \left[1 - \frac{g}{v} \cos (\alpha_E - \psi) \right] \frac{t}{T_E} - \delta_E + \frac{x \cos \alpha_E + y \sin \alpha_E}{\lambda_E} \right\}$$

und analog:

$$\varrho_R = R \cos 2\pi \left\{ \left[1 - \frac{g}{v} \cos (\alpha_R - \psi) \right] \frac{t}{T_R} - \delta_R + \frac{x \cos \alpha_R + y \sin \alpha_R}{\lambda_R} \right\}.$$

Was ferner den gebrochenen Strahl anbetrifft, so möge derselbe zuvörderst bezogen werden auf ein Coordinatensystem (X'_0, Y'_0), welches mit den bewegten Aetherpunkten des zweiten Mittels die gleiche Translationsgeschwindigkeit $g(k-k')$ besitzt, und seine entsprechende Gleichung sey:

$$\varrho_R = D\cos 2\pi\left(\frac{t}{T_D} - \delta_D + \frac{x'_0\cos\alpha_D + y'_0\sin\alpha_D}{\lambda_D}\right).$$

Wird derselbe auf ein System bezogen, welches die absolute Geschwindigkeit g, also in Bezug auf das bewegte Mittel die relative Geschwindigkeit $g(1-k+k')$ besitzt, so ist, wenn die neuen Coordinaten x, y heifsen:

$$x'_0 = x - g(1-k+k')t\cos\psi,\quad y'_0 = g + (1-k+k')t\sin\psi,$$

und so kommt:

$$\varrho_D = D\cos 2\pi\left\{\frac{t}{T_D} - \delta_D + \frac{[x-g(1-k+k')t\cos\psi]\cos\alpha_D + [y-g(1-k+k')t\sin\psi]\sin\alpha_D}{v_t T_D}\right\}$$

$$= D\cos 2\pi\left\{\left[1-\frac{g}{v_t}[1-(k-k')]\cos(\alpha_D-\psi)\right]\frac{t}{T_D} - \delta_D + \frac{x\cos\alpha_D + y\sin\alpha_D}{\lambda_D}\right\}.$$

Wenn nun so die sämmtlichen Strahlen auf ein gleiches, durch die Scheidewand hindurchgelegtes und sich mit ihr bewegendes Coordinatensystem bezogen sind, so werden die obigen Gränzgleichungen für alle Punkte von der Lage $x=0$ erfüllt seyn. Demgemäfs erhält man:

$$\cos 2\pi\left\{\left[1-\frac{g}{v}\cos(\alpha_E-\psi)\right]\frac{t}{T_E} - \delta_E + \frac{y\sin\alpha_E}{\lambda_E}\right\}$$

$$+ R\cos 2\pi\left\{\left[1-\frac{g}{v}\cos(\alpha_R-\psi)\right]\frac{t}{T_R} - \delta_R + \frac{y\sin\alpha_R}{\lambda_R}\right\}$$

$$= D\cos 2\pi\left\{\left[1-\frac{g}{v_t}(1-(k-k'))\cos(\alpha_D-\psi\right]\frac{t}{T_D} - \delta_R + \frac{x\sin\alpha_D}{\lambda_D}\right\}$$

$$\sin 2\pi\left\{\quad\right\}\frac{\cos\alpha_E}{\lambda_E} + R\sin 2\pi\left\{\quad\right\}\frac{\cos\alpha_R}{\lambda_R} = D\sin 2\pi\left\{\quad\right\}\frac{\cos\alpha_D}{\lambda_D}.$$

Da diese Gleichungen für alle Werthe von t und y ihre Gültigkeit bewahren, so zerfallen sie in die fünf folgenden:

$$\left[1-\frac{g}{v}\cos(\alpha_E-\psi)\right]\frac{1}{T_E}=\left[1-\frac{g}{v}\cos(\alpha_R-\psi)\right]\frac{1}{T_R}$$
$$=\left[1-\frac{g}{v_i}[1-(k-k')]\cos(\alpha_D-\psi)\right]\frac{1}{T_D}.$$

32. $$\frac{\sin\alpha_E}{\lambda_E}=\frac{\sin\alpha_R}{\lambda_R}=\frac{\sin\alpha_D}{\lambda_D}$$
$$\delta_E=\delta_R=\delta_D$$

33. $$1+R=D,\quad \frac{\cos\alpha_E}{\lambda_E}+R\frac{\cos\alpha_R}{\lambda_R}=D\frac{\cos\alpha_D}{\lambda_D}.$$

Aus den beiden ersten erhält man, wenn zugleich für v_i sein Werth $v'\left(1+\frac{g}{v'}k'\right)$ eingesetzt wird:

34. $$\frac{\sin\alpha_E}{\sin\alpha_R}=\frac{\lambda_E}{\lambda_R}=\frac{v-g\cos(\alpha_E-\psi)}{v-g\cos(\alpha_R-\psi)}$$
$$\frac{\sin\alpha_E}{\sin\alpha_D}=\frac{\lambda_E}{\lambda_D}=\frac{v-g\cos(\alpha_E-\psi)}{v'-g(1-k)\cos(\alpha_D-\psi)},$$

Beziehungen, die mit den früher erhaltenen übereinstimmen, wenn $\alpha_E=e$, $\alpha_D=r$ und $\alpha_R=180^0-(e+\Delta e)$ gesetzt wird.

Da die Modification gk' der inneren Fortpflanzungsgeschwindigkeit v_i aus dem Werthe von λ_i herausfällt, so können keine Beugungs- und Interferenzversuche, sondern nur solche, die den Werth von v_i oder T_i für sich zu bestimmen gestatten, über die volle Gültigkeit der Fresnel'schen Hypothese entscheiden.

42. Eliminirt man aus den Gleichungen 33 mit Bezug auf Gleichung 32 D, so erhält man:

35. $$R=-\frac{\sin(\alpha_E-\alpha_D)}{\sin(\alpha_R-\alpha_D)}\frac{\sin\alpha_R}{\sin\alpha_E},\qquad D=1+R.$$

Und wenn die Spiegelung im Innern des ponderablen Mittels vor sich geht, so dafs α_E und α_D ihre Stellung vertauschen und α_R sich durch α'_R ersetzt, so kommt analog:

35 *b*. $$R_i=-\frac{\sin(\alpha_D-\alpha_E)}{\sin(\alpha'_R-\alpha_D)}\frac{\sin\alpha'_R}{\sin\alpha_D},\qquad D_i=1+R_i.$$

Folglich wird:

36. $$DD_i=(1+R)(1+R_i).$$

Diese Resultate fallen mit denen von Fresnel und Cauchy zusammen, sobald $\alpha_R = \alpha'_R = 180 - \alpha_E$, folglich $g = o$ gesetzt wird.

43. Zweiter Hauptfall; die Schwingungen des einfallenden Lichtes seyen der Einfallsebene parallel. Machen wir diese zur XY-Ebene, so ergiebt sich, wie bei Cauchy:

$$\begin{array}{ll} \xi_E = \varrho_E \sin\alpha_E & \eta_E = -\varrho_E \cos\alpha_E \\ \xi_R = \varrho_R \sin\alpha_R & \eta_R = -\varrho_R \cos\alpha_R \\ \xi'_R = \varrho'_R \cos\alpha'_R & \eta'_R = +\varrho'_R \sin\alpha'_R \\ \xi'_D = \varrho'_D \sin\alpha_D & \eta_D = -\varrho_D \cos\alpha_D \\ \xi'_D = \varrho'_D \cos\alpha'_D & \eta'_D = +\varrho'_D \sin\alpha'_D, \end{array}$$

und die Gränzgleichungen sind:

$$37. \quad \left.\begin{array}{ll} \xi_I = \xi_{II} & \eta_I = \eta_{II} \\ \frac{d\xi_I}{dx} = \frac{dx_{II}}{dx} & \frac{d\eta_I}{dx} = \frac{d\eta_{II}}{dx} \end{array}\right\} x = 0,$$

wofern nämlich sämmtliche Strahlen auf ein in die Gränzfläche fallendes und sich mit dieser bewegendes Coordinatensystem bezogen werden. Bedenkt man noch, daſs die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten v'_R und v'_D der beiden Longitudinalstrahlen gegen v, resp. v_i als sehr groſs anzusehen sind, so sind:

$$\frac{g}{v'_R} = \frac{g}{v}\frac{v}{v'_R}, \quad \frac{g}{v'_D} = \frac{g}{v_i}\frac{v_i}{v'_D}$$

kleine Gröſsen höherer Ordnung und sonach zu vernachlässigen.

Die vier Gränzgleichungen 37 zerfallen nun in ersichtlicher Weise in die folgenden sieben:

$$\left[1 - \frac{g}{v}\cos(\alpha_E - \psi)\right]\frac{1}{T_E} = \ldots\ldots = \frac{1}{T'_R} = \frac{1}{T'_D}.$$

$$\frac{\sin\alpha_E}{\lambda_E} = \frac{\sin\alpha_R}{\lambda_R} = \frac{\sin\alpha_D}{\lambda_D} = \frac{\sin\alpha'_R}{\lambda'_R} = \frac{\sin\alpha'_D}{\lambda'_D}$$

$$\delta_E = \delta_R = \delta_D = \delta'_R = \delta'_D$$

$$38.\quad\begin{cases}\sin\alpha_E + R\sin\alpha_R + R'\cos\alpha'_R = D\sin\alpha_D + D'\cos\alpha'_D\\ \cos\alpha_E + R\cos\alpha_R - R'\sin\alpha'_R = D\cos\alpha_D - D'\sin\alpha'_D\\ \cos\alpha_E + R\cos\alpha_R + R'\frac{\cos^2\alpha'_R}{\sin\alpha'_R} = D\cos\alpha_D + D'\frac{\cos^2\alpha'_D}{\sin\alpha'_D}\\ \frac{\cos^2\alpha_E}{\sin\alpha_E} + R\frac{\cos^2\alpha_R}{\sin\alpha_R} - R'\cos\alpha'_R = D\frac{\cos^2\alpha_D}{\sin\alpha_D} - D'\cos\alpha'_D\end{cases}$$

wo in den beiden letzten die Wellenlängen durch die bezüglichen Sinus ersetzt sind.

Aufser dem bekannten Spiegelungs- und Brechungsgesetz für die Transversalstrahlen erhält man für die Longitudinalstrahlen entsprechend:

$$\frac{\sin\alpha_E}{\sin\alpha'_R} = \frac{v - g\cos(\alpha_E - \psi)}{v'_R} = \frac{v}{v'_R}$$

$$\frac{\sin\alpha_E}{\sin\alpha'_D} = \frac{v - g\cos(\alpha_E - \psi)}{v'_D} = \frac{v}{v'_D}$$

44. Durch Addition der ersten und vierten und durch Subtraction der zweiten und dritten der Gl. 38 ziehen sich dieselben auf:

$$39.\quad \frac{1}{\sin\alpha_E} + \frac{R}{\sin\alpha_R} = \frac{D}{\sin\alpha_D},\quad \frac{R'}{\sin\alpha'_R} = \frac{D'}{\sin\alpha'_D}$$

zusammen. Und werden die sich hieraus für D und D' ergebenden Werthe in die beiden ersten eingesetzt, so kommt:

$$\frac{\sin^2\alpha_E - \sin^2\alpha_D}{\sin\alpha^K} + R\frac{\sin^2\alpha_R - \sin^2\alpha_D}{\sin\alpha_R} + R'\frac{\sin\alpha'_R\cos\alpha'_R - \sin\alpha'_D\cos\alpha'_D}{\sin\alpha'_R} = 0$$

$$\frac{\sin\alpha_E\cos\alpha_E - \sin\alpha_D\cos\alpha_D}{\sin\alpha_E} - R\frac{\sin\alpha_R\cos\alpha_R + \sin\alpha_D\cos\alpha_D}{\sin\alpha_R} - R'\frac{\sin^2\alpha'_R - \sin^2\alpha'_D}{\sin\alpha'_R} = 0.$$

Die Elimination von R' ergiebt dann, wenn man beachtet, dafs:

$$\frac{\sin\alpha_E\cos\alpha_E - \sin\alpha_D\cos\alpha_D}{\sin^2\alpha_E - \sin^2\alpha_D} = \cot(\alpha_E + \alpha_D)\ldots.$$

für R den folgenden Werth:

$$R = -\frac{\cot(\alpha_E + \alpha_D) + \tang(\alpha'_R + \alpha'_D)}{\cot(\alpha_R - \alpha_D) + \tang(\alpha'_R + \alpha'_D)}\,\frac{\sin^2\alpha_E - \sin^2\alpha_D}{\sin^2\alpha_R - \sin^2\alpha_D}\,\frac{\sin\alpha_R}{\sin\alpha_E}.$$

Dazu gilt die erste der Gl. 39 den zugehörigen Werth von D. Entwickelt man tang $(\alpha'_R + \alpha'_D)$ unter Berücksichtigung des negativen Zeichens von $\cos \alpha'_R$, so läfst sich dasselbe bekanntlich mit Cauchy auf die Form bringen:

$$\text{tang}\,(\alpha'_R + \alpha'_D) = p\sqrt{-1},$$

und die Erfahrung lehrt, dafs p im allgemeinen eine sehr kleine Gröfse ist, die sogar für gewisse Substanzen auf den Werth o herabsinkt.

Im Folgenden werde ich p vernachlässigen. Es vereinfacht sich alsdann der Ausdruck für R auf:

$$40. \quad R = + \frac{\sin\alpha_E \cos\alpha_E - \sin\alpha_D \cos\alpha_D}{\sin\alpha_R \cos\alpha_R - \sin\alpha_D \cos\alpha_D} \frac{\sin\alpha_R}{\sin\alpha_E},$$ [1])

und demgemäfs wird:

$$41. \quad D = \left(1 - \frac{\sin\alpha_E \cos\alpha_E - \sin\alpha_D \cos\alpha_D}{\sin\alpha_R \cos\alpha_R - \sin\alpha_D \cos\alpha_D}\right) \frac{\sin\alpha_D}{\sin\alpha_E}$$

Sämmtliche Formeln fallen mit denen von Cauchy, resp. Fresnel zusammen, wenn $\alpha_R = 180^0 - \alpha_E$ gesetzt wird.

Ganz analog gestaltet sich die Bildung von R_i, D_i, und DD_i.

45. Wenngleich bei der bisherigen Entwicklung continuirlich verlaufende Strahlen vorausgesetzt wurden, so gelten die erhaltenen Gleichungen doch selbstverständlich auch für Strahlenelemente, d. h. für einzelne, beliebig getrennte Wellenstöfse.

Es möge nun eine solche, irgendwie erzeugte ebene Welle unter sehr kleinem Einfallswinkel $\alpha_E = \alpha$ auf einen spiegelnden Körper fallen, der sich nach einer Richtung, die mit dem Lothe den Winkel ψ bildet, mit einer Geschwindigkeit g bewegt. Wird α so klein genommen, dafs $\cos\alpha = 1$ und $\sin\alpha = \alpha$ gesetzt werden darf, so erhält man leicht:

1) In Anbetracht der für $p = 0$ sich ergebenden Phasendifferenz π habe ich in Gl. 40 das Zeichen von R gewechselt.

$$\frac{\alpha_R}{\alpha} = \frac{1 + \frac{g}{v}\cos\psi}{1 - \frac{g}{v}\cos\psi}, \qquad \frac{\alpha_D}{\alpha} = \frac{1}{n}\,\frac{1 - \frac{g}{v}n(1-k)\cos\psi}{1 - \frac{g}{v}(\cos\psi + \alpha k \sin\psi)}.$$

Und da für $\alpha = 0$ die beiden Gleichungen 35 und 40 zusammenfallen, so kommt:

$$R = -\frac{1 - \frac{\alpha_D}{\alpha}}{1 + \frac{\alpha_D}{\alpha}\frac{\alpha}{\alpha_R}} = -\frac{n - 1 - \frac{g}{v}nk\cos\psi}{n + 1 + \frac{g}{v}nk\cos\psi}\;\frac{1 + \frac{g}{v}\cos\psi}{1 - \frac{g}{v}\cos\psi}.$$

Ich mache jetzt die Annahme, daſs Elasticität und Dichtigkeit des im Körper enthaltenen Aethers in Folge der Bewegung nicht modificirt werden, daſs folglich ein bewegtes Medium sich für eine unendlich kurze Zeit gerade so verhält, als ob es ruhte.

Nun nimmt aber der Anprall der gegebenen Wellebene und ihre Theilung in die parallele gespiegelte und gebrochene Welle nur eine unendlich kurze Zeit in Anspruch. Es wird daher die Amplitude dieser beiden Wellen von der Bewegung unabhängig seyn, und so wird insbesondere R den Cauchy'schen Werth:

$$-\frac{n-1}{n+1}$$

behalten.

Andererseits reducirt sich der obige Ausdruck nach Ausführung der Divisionen auf:

$$R = -\frac{n-1}{n+1}\left\{1 + 2\,\frac{g}{v}\left[1 - \frac{kn^2}{n^2-1}\right]\cos\psi\right\}.$$

Die Identificirung beider führt zur Bedingungsgleichung:

$$k = \frac{n^2-1}{n^2}.$$

Sonach folgt aus der Annahme, daſs sich im Innern eines bewegten Mittels die Wellen mit ungeänderter Geschwindigkeit fortpflanzen, und daſs die Modification der absoluten Lichtverbreitung lediglich auf einer durch Entrainirung be-



dingten Verschiebung beruhe, mit Nothwendigkeit der Fresnel'sche Werth des Coëfficienten k. Die gemachte Annahme liegt analytisch ausgesprochen in den beiden Gleichungen:

$$v'_1 = v_1 + gk', \qquad v_1 = v'.$$

46. Hiernach kehre ich zu den continuirlichen Strahlen zurück. Denken wir uns, eine ruhende Lichtquelle, z. B. ein Fixstern, sende unter dem scheinbaren Einfallswinkel e eine Folge von Wellen auf eine sich mit der Erde bewegende Platte. Wegen der auftretenden Aberration beträgt alsdann der wirkliche Einfallswinkel:

$$\alpha = e - \frac{g}{v} \sin(\alpha - \psi).$$

Andererseits hat man für Brechungs- und Spiegelungswinkel:

$$\frac{\sin \alpha_D}{\sin \alpha} = \frac{v'}{v}\left\{1 + \frac{g}{v}\left[\cos(\alpha - \psi) - n(1-k)\cos(\alpha_D - \psi)\right]\right\}$$

$$\frac{\sin \alpha_R}{\sin \alpha} = 1 + 2\frac{g}{v}\cos\alpha \cos\psi$$

$$\frac{\sin \alpha^i_R}{\sin \alpha_D} = 1 + 2\frac{g}{v} n(1-k)\cos\alpha_D \cos\psi.$$

Führt man noch mittelst der Beziehung $\frac{v'}{v} = \frac{\sin r}{\sin e}$ den scheinbaren Brechungswinkel r ein, setzt der obigen Annahme entsprechend:

$$n(1-k) = \frac{1}{n}$$

und vernachlässigt die kleinen Glieder höherer Ordnung, so erhält man der Reihe nach:

$$\begin{aligned}
\sin\alpha &= \sin e\left[1-\frac{g}{v}\cot e\sin(e-\psi)\right]\\
\cos\alpha &= \cos e\left[1+\frac{g}{v}\operatorname{tang} e\sin(e-\psi)\right]\\
\sin\alpha_R &= \sin e\left[1+\frac{g}{v}\cot e\sin(e+\psi)\right]\\
-\cos\alpha_R &= \cos e\left[1-\frac{g}{v}\operatorname{tang} e\sin(e+\psi)\right]\\
42.\quad \sin\alpha_D &= \sin r\left[1-\frac{g}{v}\cot r\frac{\sin(r-\psi)}{n}\right]\\
\cos\alpha_D &= \cos r\left[1+\frac{g}{v}\operatorname{tang} r\frac{\sin(r-\psi)}{n}\right]\\
\sin\alpha'_R &= \sin r\left[1+\frac{g}{v}\cot r\frac{\sin(r+\psi)}{n}\right]\\
-\cos\alpha'_D &= \cos r\left[1-\frac{g}{v}\operatorname{tang} r\frac{\sin(r+\psi)}{n}\right].
\end{aligned}$$

Würde man dagegen allgemeiner:

$$n(1-k)=\frac{1}{n}+q$$

setzen, so erhielte man z. B.:

$$\sin\alpha_D=\sin r\left[1-\frac{g}{v}\left(\cot r\frac{\sin(r-\psi)}{n}+q\cos(r-\psi)\right)\right]$$

$$\cos\alpha_D=\cos r\left[1+\frac{g}{v}\operatorname{tang} r\left(\frac{\sin(r-\psi)}{n}+q\operatorname{tang} r\cos(r-\varphi)\right)\right]$$

u. s. w.

Diese Ausdrücke sind nun in die für R uud D erhaltenen Formeln einzusetzen.

47. Man erhält zunächst für den ersten Hauptfall:

$$\sin(\alpha-\alpha_D)=\sin(e-r)-\frac{g}{v}\Big\{\cos(e-r)\Big[\sin(e-\psi)-\frac{\sin(r-\psi)}{n}-q\operatorname{tang} r\cos(r-\psi)\Big]\Big\}$$

$$\sin(\alpha_R-\alpha_D)=\sin(e+r)+\frac{g}{v}\Big\{\cos(e+r)\Big[\sin(e+\psi)-\frac{\sin(r-\psi)}{n}-q\operatorname{tang} r\cos(r-\psi)\Big]\Big\},$$

und wenn man den Quotienten derselben mit:

$$\frac{\sin \alpha_n}{\sin \alpha} = \frac{1 + \frac{g}{v} \cos(e - \psi)}{1 - \frac{g}{v} \cos(e + \psi)}$$

multiplicirt, so wird:

$$R = -\frac{\sin(e-r) - \frac{g}{v}\left\{\left[1 - \frac{\cos(e-r)}{n}\right]\sin(r-\psi) - q \tang r \cos(e-r)\cos(r-\psi)\right\}}{\sin(e+r) - \frac{g}{v}\left\{\left[1 + \frac{\cos(e+r)}{n}\right]\sin(r-\psi) + q \tang r \cos(e+r)\cos(r-\psi)\right\}}$$

$$D = 1 + R.$$

Ich knüpfe daran die Behandlung der wichtigsten Specialfälle.

a) Bei scheinbarer senkrechter Incidenz ist $e = r = 0$. Es reducirt sich daher der ganze Ausdruck auf den Quotienten der mit $\frac{g}{v}$ behafteten Glieder, und aus diesen fällt noch der Factor q heraus. So kommt:

$$R = -\frac{n-1}{n+1}.$$

Die Amplitude des unter dem scheinbaren Incidenzwinkel $e = 0$ reflectirten Strahles kann sich aber von derjenigen, welcher der wahre Einfallswinkel

$$\alpha = e - \frac{g}{v} \sin(\alpha - \psi) = 0$$

entspricht, nur um eine zu vernachlässigende Gröfse unterscheiden. Da nun für den Fall $\alpha = 0$, $q = 0$ eine besondere Untersuchung die Richtigkeit der vorstehenden Amplitude gezeigt hat, so ist man berechtigt, obige Formel auf den in Rede stehenden Specialfall auszudehnen, ohne die nächst höheren Potenzen von $\frac{g}{v}$ hinzuzuziehen zu brauchen.

Ist q nicht $= 0$, so bleibt noch der Einflufs dieser höhern Potenzen zu untersuchen.

b) Für den Polarisationswinkel $e = p$ ist $e + r = 90°$, $\tang p = n$ und daher:

$$\sin^2 p = \frac{n^2}{n^2+1}, \quad \cos^2 p = \frac{1}{n^2+1}, \quad \cos 2p = -\frac{n^2-1}{n^2+1}.$$

Es kommt dann:

$$R = \frac{\cos 2p - \frac{g}{v}\left[\cos 2p \cos(p+\psi) + \frac{g}{n}\sin 2p \sin(p+\psi)\right]}{1 - \frac{g}{v}\cos(p+\psi)}$$

$$= \cos 2p\left[1 - 2\frac{g}{v}q\,\frac{\cos^2 p \sin(p+\psi)}{\cos 2p}\right]$$

$$= -\frac{n^2-1}{n^2+1}\left[1 + 2\frac{g}{v}q\,\frac{\sin(p+\psi)}{n^2-1}\right].$$

c) Für die scheinbar streifende Incidenz ($e = 90^0$) werden Zähler und Nenner einander gleich; es wird daher:

$$R = -1$$

und sonach unabhängig von jeder Annahme bezüglich des Coëfficienten q.

48. Merkwürdig einfach gestalten sich die Beziehungen, wenn man von vornherein $q = 0$ setzt. Alsdann wird:

$$R = -\frac{\sin(e-r) - \frac{g}{v}\left[1 - \frac{\cos(e-r)}{n}\right]\sin(r-\psi)}{\sin(e+r) - \frac{g}{v}\left[1 + \frac{\cos(e+r)}{n}\right]\sin(r-\psi)}.$$

Und führt man die angedeutete Division aus, so fallen die mit $\frac{g}{v}$ behafteten Glieder fort, und es bleibt:

43. $$R = -\frac{\sin(e-r)}{\sin(e+r)}.$$

Unter der Annahme also, dafs sich die innere Fortpflanzungsgeschwindigkeit durch Translation nicht ändere, bleibt für den ersten Hauptfall die Form der Fresnel-Cauchy'schen Gleichungen bestehen, jedoch enthält dieselbe nicht die wahren, sondern die scheinbaren Einfalls- und Brechungswinkel.

Wäre q nicht $= 0$, so würde doch die Bedingung: $r - \psi = 90^0$ das gleiche Resultat ergeben.

49. Für eine innere Reflexion erhält man gemäfs Gl. 35 *b* bei Nullsetzung von q:

$$R_i = \frac{\sin(e-r) - \frac{g}{v}\left[\cos(e-r) - \frac{1}{n}\right]\sin(e-\psi)}{\sin(e+r) - \frac{g}{v}\left[\cos(e+r) + \frac{1}{n}\right]\sin(e-\psi)}.$$

so daſs sich R_i aus R gewinnen läſst, wenn e gegen r und v gegen v' vertauscht werden. Dem entsprechend folgt weiter:

44.
$$R_i = \frac{\sin(e-r)}{\sin(e+r)} = -R$$

$$DD_i = 1 - R^2 = \frac{\sin 2e \sin 2r}{\sin^2(e+r)}.$$

Diese letzteren Gleichungen sind wiederum die nämlichen, wie sie für eine ruhende Platte gelten.

50. Für den zweiten Hauptfall, für den die Schwingungsebene des einfallenden Lichtes der Einfallsebene parallel ist, hat man die Ausdrücke 42 in Gl. 40 und 41 zu substituiren. So erhält man, $q = 0$ gesetzt, zunächst:

$$R = -\frac{(\sin 2e - \sin 2r) - \frac{g}{v}\left[2\cos 2e \sin(e-\psi) - 2\cos 2r \frac{\sin(r-\psi)}{n} - (\sin 2e - \sin 2r)(\cos e - \psi)\right]}{(\sin 2e + \sin 2r) + \frac{g}{v}\left[2\cos 2e \sin(e+\psi) - 2\cos 2r \frac{\sin(r-\psi)}{n} - (\sin 2e + \sin 2r)(\cos e + \psi)\right]}.$$

Betrachten wir wieder die wichtigsten Specialfälle.

a) Für die senkrechte Incidenz, also für $e = r = 0$ wird:

$$R = -\frac{n-1}{n+1}$$

und gelten für dieselbe die oben gemachten Bemerkungen.

b) Fällt der einfallende Strahl scheinbar unter dem Polarisationswinkel auf, so ist:

$$\sin 2p = \sin 2r = \frac{2n}{n^2+1}, \quad \cos 2p = -\cos 2r.$$

Demzufolge wird:

$$R = \frac{g}{v} \cot 2p \left[\sin (p - \psi) + \frac{\cos (p + \psi)}{n} \right]$$

$$= \frac{g}{v} \frac{\cos \psi - \sin 2p \sin \psi}{\operatorname{tang} 2p \sin p}$$

$$= \frac{g}{v} \frac{2n \sin \psi - (n^2 + 1) \cos \psi}{2n^2 \sqrt{n^2 + 1}} (n^2 - 1).$$

Die Amplitude wird 0 für $\operatorname{tang} \psi = \frac{1}{\sin 2p}$, und sie erreicht ihre extremen Werthe:

$$R' = \frac{g}{v} \frac{\cot 2p}{\sin p} \text{ für } \psi = 0$$

$$R'' = -\frac{g}{v} \frac{\cos 2p}{\sin p} \text{ für } \psi = 90^0.$$

c) Steigt die scheinbare Incidenz bis zur streifenden ($e = 90^0$) an, dann werden Zähler und Nenner gleich, und so kommt:

$$R = +1.$$

Die obige Gleichung läfst sich bedeutend vereinfachen, wenn man die mit $\cos \psi$ multiplicirten Glieder von den mit $\sin \psi$ multiplicirten trennt und die angedeutete Division ausführt. Sie erhält alsdann die Form:

$$R = - \frac{\operatorname{tang}(e-r)}{\operatorname{tang}(e+r)} \left[1 + 2 \frac{g}{v} \cos e \frac{(\sin e^2 + \sin^2 r) \cos \psi - \sin 2r \sin \psi}{\cos (e-r) \cos (e+r)} \right]$$

$$\text{(4)5.} \quad = - \frac{\operatorname{tang}(e-r)}{\operatorname{tang}(e+r)} - 2 \frac{g}{v} \cos e \frac{[(\sin^2 e + \sin^2 r) \cos \psi - \sin 2r \sin \psi] \operatorname{tang}(e-r)}{\sin (e+r) \cos (e-r)}$$

Man übersieht leicht, dafs dieselbe für $e = 0$, $e = p$ und $e = 90$ ihre Gültigkeit bewahrt.

Es verlieren daher unter der Annahme, dafs sich die innere Fortpflanzungsgeschwindigkeit durch Translation nicht ändere, die Fresnel-Cauchy'schen Gleichungen für diesen zweiten Hauptfall ihre Geltung; sie sind durch ein von der Bewegung abhängiges Glied zu ergänzen, und dieses erlangt seinen Haupteinflufs für die Incidenz des Polarisationswinkels.

51. Man erhält ferner die Amplitude des gebrochenen Lichtes mittelst Gl. 41; dieselbe nimmt die Form an:

$$D = 2\,\frac{\sin r}{\sin e}\,\frac{\sin 2e + \frac{g}{v}\left\{\sin(e+\psi)\,[1+\cos 2e] - \sin 2e\,\frac{\cos(r-\psi)}{n}\right\}}{(\sin 2e + \sin 2r) + 2\,\frac{g}{v}\left\{\cos 2e\,\sin(e+\psi) - \cos 2r\,\frac{\sin(r-\psi)}{n}\right\}}$$

und reducirt sich z. B. für den Polarisationswinkel $e = p$ auf:

$$D = \frac{\cos p}{\sin p}\left(1 - \frac{g}{v}\,\frac{\cos\psi}{\operatorname{tang} 2p\,\sin p}\right).$$

Ein weiteres Interesse bietet dieser Ausdruck nicht und ebensowenig die analog gebildeten $R_{,}$ und $D_{,}$, die sich auf innere Spiegelung, resp. Brechung beziehen.

52. Während der unsymmetrische Bau der Coëfficienten D ihre Vereinfachung unmöglich macht, so gelangt man wieder zu kurzen und durchsichtigen Formeln, wenn man das Product $D D_{,}$ derselben bildet und so jene Dissymmetrie beseitigt.

Dieses Product ist bekanntlich der Schwächungcoëfficient des Lichtes, welches nach zweimaliger Brechung durch eine planparallele Platte hindurchgegangen, und es ist dasselbe für den ersten Hauptfall bereits gebildet.

Bei der Herstellung desselben für den zweiten Hauptfall fällt das in Gleichung 41 vorkommende variable Brechungsverhältnifs heraus, und es kommt:

$$D D_{,} = 1 + \frac{(\sin\alpha\cos\alpha - \sin\alpha_D\cos_D)\,(\sin\alpha_R\cos\alpha_R - \sin\alpha'_R\cos\alpha'_R)}{(\sin\alpha_R\cos\alpha_R - \sin\alpha_D\cos\alpha_D)\,(\sin\alpha'_R\cos\alpha'_R - \sin\alpha\cos\alpha)}$$

Die einzelnen zu bildenden Ausdrücke sind einfach, und wenn man zur Abkürzung setzt:

$$a = \tfrac{1}{2}(\sin 2e - \sin 2r), \quad b = \tfrac{1}{2}(\sin 2e + \sin 2r),$$

so erhält man:

$$D D_{,} = 1 - \frac{a^2 - a\,\frac{g}{v}\,\frac{\sin\psi}{\sin e}\left(\cos 2r\,\sin' 2r - \cos 2e\,\sin 2e\right)}{b^2 + b\,\frac{g}{v}\,\frac{\sin\psi}{\sin e}\left(\cos 2r\,\sin 2r + \cos 2e\,\sin 2e\right)}$$

und als definitiven Ausdruck:

$$46.\quad D D_{,} = \frac{4\sin 2e\,\sin 2r}{(\sin 2e + \sin 2r)^2}\left[1 + \frac{g}{v}\,\frac{\sin\psi}{\sin e}\,\frac{\sin 2e - \sin 2r}{\sin 2e + \sin 2r}(\cos 2r - \cos 2e\right]$$

Der mit $\frac{g}{v}$ behaftete Factor wird 0 für $e = 0$, für $e = p$ und für $e = 90°$, und er verschwindet aufserdem für $\psi = 0$.

53. Die Beziehungen zwischen Amplitude und Intensität sind bereits in unserer ersten Abhandlung andeutungsweise berührt worden. Sey:

$$\varrho = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{\delta}{\lambda} - a\right)$$

das Schwingungsgesetz von Punkten, die continuirlich von Wellen von der Amplitude A sollicitirt werden.

Dieselben pflanzen sich im ruhenden Aether und zwar in einer gegebenen längeren Zeit, die ich $= 1$ setze, so dafs etwa:

$$mT = 1,$$

um eine Strecke $m\lambda$ fort. Heifst ihre Breite b und die Dichtigkeit des bezüglichen Aethers s, so war während dieser Zeit seitens der spontanen äufseren Kraft eine mechanische Arbeit aufzuwenden, die aequivalent ist der lebendigsn Kraft:

$$\tfrac{1}{2} b . s \left(\frac{2\pi A}{T}\right)^2 \int_{\delta}^{\delta + m\lambda} \cos^2 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{\delta}{\lambda} - a\right) d\delta = \tfrac{1}{4} bs\, m\lambda \left(\frac{2\pi A}{T}\right)^2$$

$$= M \left(\frac{\pi A}{T}\right)^2,$$

wenn die bewegte Masse mit M bezeichnet wird.

Findet an den beiden Flächen einer planparallelen Platte Spiegelung und Brechung statt, so bleibt T constant, und wenn der in der Zeiteinheit im Innern der Platte in Bewegung gesetzte Aether mit M_i bezeichnet wird, so hat man:

$$M = M\, R^2 + M_i\, D^2$$
$$M_i = M_i\, R_i^2 + M\, D_i^2.$$

Man erhält daraus, da noch speciell $R_i = - R$ gefunden wird:

$$(D D_i)^2 = (1 - R^2)^2.$$

Da diese letzteren Beziehungen für den ersten Hauptfall der Translation ($q = 0$ gesetzt) ihre Gültigkeit be-



wahren, so läfst sich sagen, *dafs die lebendige Kraft der einfallenden Welle sich scheinbar in den gebildeten drei neuen Wellen wiederfindet.*

Wollte man andererseits den Versuch machen, das ganze von mir durchgeführte Problem statt mittelst der Cauchy'schen Continuitätsbedingungen mittelst der Fresnel-Neumann'schen Gleichung der lebendigen Kräfte zu behandeln, so wären bei Aufstellung derselben die Modificationen der Schwingungsdauer zu beachten. Man erhielte übrigens, wenigstens unter Constanterhaltung der Dichtigkeit des Aethers, stark complicirte Ausdrücke.

54. Was endlich die realisirbare Bestimmung der subjectiven Intensität betrifft, so mifst sich dieselbe bekanntlich durch die Summe der lebendigen Kräfte, welche während einer längeren Zeit ($=1=mT$) auf die vor der Cornea liegenden Aethertheilchen eindringen. Ist daher das Schwingungsgesetz derselben:

$$\varrho = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{\delta}{\lambda} - a\right),$$

so hat man, den constanten Factor $=2$ gesetzt:

$$J = 2\left(\frac{A}{T}\right)^2 \int_t^{t+mT} \cos^2 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{\delta}{\lambda} - a\right) dt = \left(\frac{A}{T}\right)^2.$$

Man hat nun zu unterscheiden, ob das einfallende Licht von einer festen Lichtquelle, beispielsweise einem Fixstern, herstammt, oder ob diese Lichtquelle als terrestrisch an der Bewegung von Platte und Auge Theil nimmt.

Im ersteren Fall hat der vor dem Auge liegende Aether, sofern er sich in relativer Ruhe befindet zu den auf der Vorderfläche der Platte befindlichen Incidenzpunkten, mit diesen die gleiche Schwingungsperiode. Für die Scheidewand gilt aber dem Doppler'schen Princip zufolge die Beziehung:

$$T_1 = \left(1 + \frac{g}{v} \cos(\alpha - \psi)\right) T,$$

wofern unter T die Schwingungsdauer der festen Lichtquelle verstanden wird. Und daher werden die subjectiven

Intensitäten für das an der Oberfläche gespiegelte, resp. das an der Hinterfläche austretende Licht:

$$J^R = \frac{R^2}{T^2}\left[1-2\frac{g}{v}\cos(e-\psi)\right],$$

$$J^D = \frac{(DD')^2}{T^2}\left[1-2\frac{g}{v}\cos(e-\psi)\right],$$

während die des einfallenden:

$$J^E = \frac{1}{T^2}\left[1-2\frac{g}{v}\cos(e-\psi)\right]$$

beträgt. — Ist dagegen das einfallende Licht terrestrisch, so erfolgt keine Veränderung der Farbe, und daher misst sich die subjective Intensität einfach durch das Quadrat der Quotienten $\frac{1}{T}$, $\frac{R}{T}$, $\frac{DD_i}{T}$.

In beiden Fällen schreibt sich also:

47. $$J_R = R^2 J_E, \quad J_D = (DD_i)^2 J_E.$$

55. Man kann den Einfluſs der Erdbewegung für den zweiten Hauptfall dadurch steigern, daſs man den gleichen einfallenden Strahl an mehreren aufgestellten Platten reflectiren, resp. durch sie hindurchgehen läſst. Da der zwei Mal gebrochene Strahl die ursprüngliche Richtung wieder erhält, so verhält sich derselbe gegen jede folgende Platte gleich, und daher ist für m Platten:

48. $$J_D = (DD_i)^{2m} J_E.$$

Fällt dagegen der von der Vorderfläche der ersten Platte mit der Amplitude:

$$R_1 = -\frac{\operatorname{tg}(e-r)}{\operatorname{tg}(e+r)}\left[1+2\frac{g}{v}\cos e\frac{(\sin^2 e+\sin^2 r)\cos\psi-\sin 2r\sin\psi}{\cos(e-r)\cos(e+r)}\right]$$

reflectirte Strahl auf eine zweite parallele, so bleibt zwar früheren Entwicklungen zufolge der scheinbare zweite Einfallswinkel dem scheinbaren ersten gleich, aber es geht für die zweite Reflexion g in $-g$ und ψ in $-\psi$ über. Es wird daher:

$$R_2 = -\frac{\operatorname{tg}(e-r)}{\operatorname{tg}(e+r)}\left[1-2\frac{g}{v}\cos e\frac{(\sin^2 e+\sin^2 r)\cos\psi+\sin 2r\sin\psi}{\cos(e-r)\cos(e+r)}\right],$$

und so kommt für die Amplitude $(R_1 R_2)$ des nach zwei-

maliger Spiegelung auf seine ursprüngliche Richtung zurückgebrachten Strahles:

$$49. \quad R_1 R_2 = \frac{\operatorname{tg}^2(e-r)}{\operatorname{tg}^2(e+r)}\left[1 - 2\frac{g}{v}\frac{\sin\psi}{\sin e}\frac{\sin 2e \sin 2r}{\cos(e-r)\cos(e+r)}\right].$$

Der Gl. 48 entspricht daher für eine Reflexion an m Doppelflächen:

$$48b. \quad J_s = (R_1 R_2)^{2m} J_E.$$

Vielleicht steht zu erwarten, dafs es mittelst directen Sonnenlichtes und mit Anwendung eines hinlänglich empfindlichen Thermomultiplicators gelingen werde, die hier von der Theorie verlangten Intensitätsänderungen bei Drehung des Apparates zu constatiren.

56. Indefs selbst dann, wenn die Thermoströme ihren Dienst versagen sollten, giebt es ein anderes Mittel, den Einflufs der Erdbewegung auf die besprochenen optischen Verhältnisse darzuthun, und zwar scheint die Anwendbarkeit desselben bereits von Fizeau praktisch bewiesen. Ich meine die Drehung der Polarisationsebene des gespiegelten und gebrochenen Lichtes für den Fall, dafs die Polarisationsebene des einfallenden Strahles gegen die Einfallsebene beliebig geneigt ist.

Macht die Schwingungsebene dieses letzteren mit der Einfallsebene den Winkel φ, so zerlegt sich die Amplitude 1 der einfallenden Wellen senkrecht und parallel zur Einfallsebene in die Componenten

$$E_s = \sin\varphi, \quad E_p = \cos\varphi.$$

Demzufolge wird z. B.:

$$(DD_i)_s = \frac{\sin 2e \sin 2r}{\sin^2(e+r)} \sin\varphi$$

$$(DD_i)_p = \frac{4\sin 2e \sin 2r}{(\sin 2e + \sin 2r)}\left[1 + \frac{g}{v}\frac{\sin\psi}{\sin e}\frac{\sin 2e - \sin 2r}{\sin 2e + \sin 2r}(\cos 2r - \cos 2e)\right]\cos\varphi,$$

und wenn daher das Azimuth des zwei Mal gebrochenen Strahles durch φ_D bezeichnet wird, so erhält man:

$$\text{I}. \quad \operatorname{tg}\varphi_D = \cos^2(e-r)\left[1 - \frac{g}{v}\frac{\sin\psi}{\sin e}\frac{\sin 2e - \sin 2r}{\sin 2e + \sin 2r}(\cos 2r - \cos 2e)\right]\operatorname{tg}\varphi.$$

Heifst ebenso das Azimuth des einmal reflectirten Strahles $(\varphi_s)_1$, so folgt für dasselbe:

$$51. \qquad \cot(\varphi_R)_1 = \left\{\frac{\cos(e+r)}{\cos(e-r)} + 2\,\frac{g}{v}\,\frac{\cos e}{\cos^2(e-r)}\left[(\sin^2 e + \sin^2 r)\cos\psi - \sin 2r \sin\psi\right]\right\}\cot\varphi,$$

und analog bei zweimaliger Reflexion zufolge Gleichung 49:

$$52. \qquad \cot(\varphi_R)_2 = \frac{\cos^2(e+r)}{\cos^2(e-r)}\left[1 - 2\,\frac{g}{v}\,\frac{\sin\psi}{\sin e}\,\frac{\sin 2e \sin 2r}{\cos(e-r)\cos(e+r)}\right]\cot\varphi.$$

Auch hier läſst sich der Einfluſs der Erdbewegung durch Anwendung mehrerer Platten steigern, und man übersieht leicht, daſs das mit $\frac{g}{v}$ behaftete Glied der Gl. 50 und 52 für m-Platten sich auf den m-fachen Werth erhebt.

Dieses Glied verschwindet für $e = 0$, $e = p$, $e = 90^0$ sowie für $\psi = 0$.

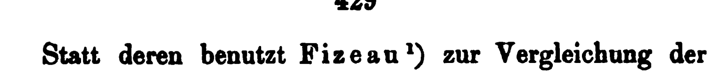
57. Für experimentelle Untersuchungen erscheint es wünschenswerth, von den Tangenten der Azimuthe zu den Incrementen derselben überzugehen. Macht man daher Gebrauch von der bekannten Formel:

$$\frac{\tang(\varphi' + \varDelta\varphi) - \tang\varphi'}{1 + \tang^2\varphi'} = \varDelta\varphi,$$

so erhält man z. B. für die Drehung, welche die Polarisationsebene des zweimal gebrochenen Strahles unter dem Einfluſs der Erdbewegung erleidet:

$$\varDelta\varphi_D = -\,\frac{g}{v}\,\frac{(\sin 2e - \sin 2r)\sin 2(e-r)}{2[1 + \cos^4(e-r)\,\mathrm{tg}^2\varphi]}\,\mathrm{tg}\,\varphi,$$

wenn insbesondere, wie solches bei dem Arrangement von Fizeau geschah, $\psi = e$ gesetzt wird.



Statt deren benutzt Fizeau[1]) zur Vergleichung der erhaltenen Resultate mit der Theorie den Ausdruck:

$$\frac{\varDelta\varrho}{\varrho} = K\frac{\varDelta n}{n},$$

wo $\varDelta\varrho$ den durch die Erdbewegung hervorgerufenen Zuwachs der Drehung ϱ und K eine Constante bedeutet. Diese Formel, bei deren Aufstellung offenbar die aufserhalb der Platte vor sich gehenden Veränderungen vernachlässigt sind, wird dann mit Hülfe der nach Fresnel gebildeten Beziehung:

$$n + \varDelta n = \frac{v}{v' + gk\cos(e-r)}$$

auf die Form gebracht:

$$\frac{\varDelta\varrho}{\varrho} = K\frac{g}{v}\frac{n^2-1}{n}\cos(e-r).$$

Sie ist also eine roh empirische Formel, die nicht einmal das Verschwinden von $\varDelta\varrho$ unter der Incidenz des Polarisationswinkels andeutet. So erklären sich denn auch wohl „die beträchtlichen Unterschiede, die die aus den verschiedenen vervielfältigten Beobachtungen abgeleiteten Zahlenwerthe zeigen."

Fizeau verspricht[2]) eine Fortsetzung der Versuche, für die ein neuer Apparat angefertigt werde, indefs ist mir über die Publication derselben seither nichts bekannt geworden.

58. Zum Schlufs dieser Untersuchung will ich ausdrücklich hervorheben, dafs sämmtliche von uns erhaltenen Formeln insofern von jeder Annahme über die Beschaffenheit der Function q unabhängig sind, als diese für die Specialbedingung:

$$r - \psi = 90^0, \quad \sin\psi = -\cos r, \quad \cos\psi = \frac{\sin e}{n}$$

aus denselben herausfällt.

Die Voraussetzungen dieser Formeln sind die erweiterten Gränzbedingungen Cauchy's, gegen welche Er-

1) Diese Annalen, Bd. CXIV, S. 559.

2) l. c. S. 587.

weiterung wohl von keiner Seite Widerspruch erhoben werden wird.

Und fügt man diesen Prämissen das von mannigfachen Erfahrungen geforderte Postulat:

$$q = 0, \quad k = \frac{n^2 - 1}{n^2}$$

hinzu, so folgt nothwendig, daſs die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen im Innern eines bewegten Mittels von der Translation desselben unabhängig ist. Unter dieser Voraussetzung führen dann die entwickelten Ausdrücke weiter zu Consequenzen, die durch die Versuche Fizeau's bereits im groſsen Ganzen experimentell bestätigt sind.

Die erhaltenen Formeln schlieſsen die Fresnel-Cauchy'schen für $g = 0$ in sich ein. Sie lassen sich meiner Ansicht nach weder auf dem Fresnel'schen noch auf dem Neumann'schen Wege gewinnen. Sollte diese Vermuthung richtig seyn, und sollten dieselben von der Erfahrung im Einzelnen ihre Bestätigung erhalten, *so würde demnach ein senkrecht gegen die Einfallsebene schwingender Strahl sich gegen den Einfluſs der Erdbewegung ganz anders verhalten wie ein der Einfallsebene parallel schwingender. Und es würde daraus weiter folgen, daſs, entsprechend der Fresnel'schen Ansicht, das polarisirte Licht seine Schwingungen senkrecht und nicht parallel zur sogenannten Polarisationsebene ausführt.*

Die nächstens folgende sechste und letzte Abhandlung soll den Aberrationsverhältnissen der *anisotropen* Mittel gewidmet seyn.

Bonn, im Januar 1872.

IV. *Entwicklung von Wärme durch Reibung von Flüssigkeiten an festen Körpern; von O. Maschke.*

Es ist bekannt, dafs geglühte, sowie ungeglühte amorphe Kieselsäure einen nicht unbedeutenden Grad von Porosität besitzen.

Bringt man diese Substanzen mit Flüssigkeiten in Berührung, so tritt energisches Aufsaugen unter Entwickelung von Wärme ein. Dafs nun diese Wärme in vielen Fällen allein auf Rechnung von Reibung zu setzen ist, mögen nachstehende Versuche, die jedoch keineswegs auf Vollständigkeit oder äufserste Genauigkeit Anspruch machen, erläutern.

Die verwendeten festen Substanzen wurden bis zur Gröfse eines Senfkorns zerkleinert.

Der Apparat bestand aus einem kleinen Cylinder von nicht zu dünnem Glase mit einem dreifach durchbohrten Gummistöpsel. Das Thermometer ragte durch die mittlere Oeffnung bis in die Mitte der Substanz. Das heberförmige Zuleitungsrohr, dessen äufserer Schenkel verschlossen war, ging bis auf den Boden des Cylinders und in der dritten Oeffnung befand sich ein knieförmig gebogenes kurzes, gleich unter dem Gummistöpsel endendes Glasrohr. An dem äufsern Schenkel dieses kurzen Glasrohres war eine Gummiröhre von bequem zu handhabender Länge befestigt, die vor dem Versuche durch einen Glasstab verschlossen wurde.

Der ganze Apparat, sowie die zu benutzende Flüssigkeit wurden über Nacht an einem und demselben Orte aufgestellt, damit sie möglichst dieselbe Temperatur annahmen.

Beim Beginn des Versuches wurde zuförderst das äufsere Ende des heberförmigen Zuleitungsroh[illegible] [illegible]öffnet, dasselbe in die Flüssigkeit getaucht, die T[illegible] der

Luft, der Flüssigkeit und der festen Substanz bestimmt, alsdann der Glasstab aus der Gummiröhre entfernt und nun die Luft des Apparates vorsichtig angesogen, wodurch die heberförmige Zuleitungsröhre zu functioniren anfing. Durch ein mehr oder weniger starkes Zusammendrücken der Gummiröhre konnte das Zufließen geregelt werden. Während der Befeuchtung der Substanz wurde der höchste Stand des Thermometers notirt und nach ihrer vollständigen Bedeckung mit Flüssigkeit noch einmal die Temperatur des Cylinder-Inhaltes, der Luft und des Flüssigkeits-Restes abgelesen.

Vergleichbare Zahlenwerthe sind bei dieser Versuchsweise nicht zu erlangen; die große Menge entweichender, hier und da sich ansammelnder Luftblasen verhindern oft eine gleichmäßig fortschreitende Befeuchtung. Am besten wäre es wohl, eine gewogene Menge der Substanz mit einer gleichfalls gewogenen Menge der Flüssigkeit zu mengen und dann die Temperatur zu bestimmen.

1.

Amorphe Kieselsäure ($H_2Si_2O_5$) mit Wasser befeuchtet und so weit getrocknet, daß sie porcellanartig weiß erschien: . . . . 32,49 Grm.

Wassergehalt dieser porcellanartigen Kieselsäure . . . . 39,8 Proc.

Benetzungsflüssigkeit: Wasser.

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft . . . . . . = 15°,4 C.

Temperatur der Kieselsäure . . . = 15°,3

Temperatur des Wassers . . . . = 15°.

Während des Versuches:

Höchster Stand des Thermometers in der befeuchteten Kieselsäure . . = 16°,5.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft . . . . . . = 15°,7

Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 16°,2

Temperatur des Wassers . . . . = 15°.

Dauer des Versuches 3 Minuten.

2.

Amorphe Kieselsäure ($H_2Si_2O_5$): . . . 53,4 Grm.
Benetzungsflüssigkeit: Wasser.

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft . . . . 14°,8 C.
Temperatur der Kieselsäure . . . . . 15°
Temperatur des Wassers . . . . . . 14°,8.

Während des Versuches:

Höchster Stand des Thermometers in der
befeuchteten Kieselsäure . . . . = 21°,5.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft . . . . = 14°,8
Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 20°
Temperatur des Wassers . . . . . = 14°,8.
Dauer des Versuches 25 Minuten.

3.

24,6 Grm. Kieselsäure mit einem Wassergehalt von . . . . 18,8 Proc.
Benetzungsflüssigkeit: Wasser.

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft . . . . 15°,7 C.
Temperatur der Kieselsäure . . . . . 15°,7
Temperatur des Wassers . . . . . 15°,5.

Während des Versuches:

Höchster Stand des Thermometers in der
befeuchteten Kieselsäure . . . . . 21°,6.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft . . . . = 15°,9
Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 18°,8
Temperatur des Wassers . . . . . . = 15°,5.
Dauer des Versuches 6 Minuten.

4.

Geglühte und feuchter Luft exponirte amorphe Kieselsäure: . . 19,6 Grm.
Wassergehalt: . . . . 6,85 Proc.
Benetzungsflüssigkeit: Wasser.

Beim Beginn des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . = 17°,9 C.
Temperatur der Kieselsäure . . . . = 17°,8
Temperatur des Wassers . . . . = 17°,9.

Während des Versuches:
Höchster Stand des Thermometers in der befeuchteten Kieselsäure . . . = 22°,8.

Nach Beendigung des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . = 18°,2
Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 20°,3
Temperatur des Wassers . . . . . = 17°,9.
Dauer des Versuches 10 Minuten.

5.

Geglühte und sehr feuchter Luft exponirte amorphe Kieselsäure: 23,3 Grm.
Wassergehalt: . . . . 22,68 Proc.
Benetzungsflüssigkeit: Wasser.

Beim Beginn des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . . . = 19°,5 C.
Temperatur der Kieselsäure . . . . = 19°,7
Temperatur des Wassers . . . . = 19°,4.

Während des Versuches:
Höchster Stand des Thermometers in der befeuchteten Kieselsäure . . . = 22°.

Nach Beendigung des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . = 20°
Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 21°,2
Temperatur des Wassers . . . . . = 19°,4.
Dauer des Versuches 10 Minuten.

6.

Geglühte und sehr feuchter Luft exponirte amorphe Kieselsäure: . . 25,12 Grm.
Wassergehalt: . . . . 28,24 Proc.
Benetzungsflüssigkeit: Wasser.

Beim Beginn des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . . . = 20°,9 C.
Temperatur der Kieselsäure . . . = 21°
Temperatur des Wassers . . . . = 20°,7.

Während des Versuches:
Höchster Thermometerstand in der befeuchteten Kieselsäure . . . . . = 22°,7.

Nach Beendigung des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . . . = 21°,2
Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 22°,2
Temperatur des Wassers . . . . = 20°,7.
Dauer des Versuches 15 Minuten.

7.

Geglühte und über Schwefelsäure erkaltete amorphe Kiesels. 19,92 Grm.
Benetzungsflüssigkeit: Wasser.

Beim Beginn des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . . . = 16° C.
Temperatur der Kieselsäure . . . = 16°
Temperatur des Wassers . . . . = 16°.

Während des Versuches:
Höchster Thermometerstand in der befeuchteten Kieselsäure . . . . . = 23°,8.

Nach Beendigung des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . . . = 16°,4
Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 19°,3
Temperatur des Wassers . . . . . = 16°,2.
Dauer des Versuches 10 Minuten.

8.

Geglühte und über Schwefelsäure erkaltete amorphe Kieselsäure: . . 21,13 Grm.
Benetzungsflüssigkeit: Benzin.

Beim Beginn des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . = 19°,5 C.
Temperatur der Kieselsäure . . . = 19°,7
Temperatur des Benzins . . . . . . = 19°,7.

Während des Versuches:
Höchste Temperatur der befeuchteten Kieselsäure . . . . = 24°,5.

Nach Beendigung des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . = 19°,9
Temperatur der bef. Kieselsäure . . = 22°,5
Temperatur des Benzins . . . . . = 19°,9.
Dauer des Versuchs 10 Minuten.

9.

Geglühte und über Schwefelsäure erkaltete amorphe Kieselsäure: . . 20,61 Grm.
Benetzungsflüssigkeit: Mandelöl (durch Erwärmen auf 100° C. von jeder etwa vorhandenen Feuchtigkeit befreit).

Beim Beginn des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . = 20°,5 C.
Temperatur der Kieselsäure . . . . = 20°,3
Temperatur des Mandelöls . . . . = 20°,5.

Während des Versuches:
Höchste Temperatur der befeuchteten Kieselsäure . . . . = 26°,5.

Nach Beendigung des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . = 20°,9
Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 25°,7
Temperatur des Mandelöls . . . . = 21°,2.
Dauer des Versuches 30 Minuten.



10.

Geglühte und über Schwefelsäure erkaltete amorphe Kieselsäure: . . 21,51 Grm.
Benetzungsflüssigkeit: Mandelöl.

Beim Beginn des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . = 22°,5 C.
Temperatur der Kieselsäure . . . . = 22°,5
Temperatur des Mandelöls . . . . = 22°,5.

Während des Versuches:
Höchste Temperatur der befeuchteten Kieselsäure . . . . = 28°,3.

Nach Beendigung des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . = 22°,5
Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 25°
Temperatur des Mandelöls . . . . = 22°,7.
Dauer des Versuches 45 Minuten.

11.

1 Theil geglühter und unter einer Glasglocke erkalteter amorpher Kieselsäure wurde in einer Flasche mit 3,2 Theilen Alkohol (spec. Gew. = 0,831 bis 15°,5 C.) übergossen. Das Thermometer stieg hierbei von 13° C. auf circa 26° C. Das Ganze wurde gut verschlossen 48 Stunden lang unter öfterem Umschütteln bei Seite gestellt. Der abfiltrirte Alkohol zeigte bei 14°,6 C. ein spec. Gewicht von 0,832.

12.

Geglühte und über Schwefelsäure erkaltete amorphe Kieselsäure: . . 19,71 Grm.
Benetzungsflüssigkeit: Reine Schwefelsäure (spec. Gew, 1,843 bei 15° C.)

Beim Beginn des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . = 14°,7 C.
Temperatur der Kieselsäure . . . = 14°,7
Temperatur der Schwefelsäure . . . = 14°,7.

Während des Versuches:
Höchste Temp. d. befeuchteten Kiesels. = 23°,5.

Nach Beendigung des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . = 15°,2
Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 19°,5
Temperatur der Schwefelsäure . . . = 15°,2.

Dauer des Versuches 15 Minuten. Das Gewicht der zum Befeuchten verbrauchten Schwefelsäure betrug 46,9 Grm.

13.

Geglühte und über Schwefelsäure erkaltete amorphe Kieselsäure: . . 22,8 Grm.
Benetzungsflüssigkeit: Reine Schwefelsäure (spec. Gew. 1,841 bei 20° C.).

Beim Beginn des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . . . = 20° C.
Temperatur der Kieselsäure . . . = 19°,8
Temperatur der Schwefelsäure . . . = 19°,2.

Während des Versuches:
Höchste Temp. d. befeuchteten Kiesels. = 33°,5.

Nach Beendigung des Versuches:
Temperatur der Luft . . . . . . = 20°,4
Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 26°
Temperatur der Schwefelsäure . . . = 19°,7.

Dauer des Versuches 20 Minuten. Das Gewicht der zum Befeuchten verbrauchten Schwefelsäure betrug 61,1 Grm.

14.

Glas, Quarz in demselben Zerkleinerungszustande, wie bei der vorstehend benutzten Kieselsäure, gaben beim Befeuchten mit Wasser *keine* erkennbare Wärme-Entwickelung.

Breslau, Februar 1872.

V. *Ueber die Magnetisirungsfunction des weichen Eisens, insbesondere bei schwächeren Scheidungskräften;*

von Dr. A. Stoletow,
Docent d. Physik a. d. Universität Moskau.

(Vorgetragen i. d. Moskauer Mathematischen Gesellschaft am $\frac{20.\ \text{Novbr.}}{2.\ \text{Decbr.}}$ 1871.)

In der Poisson'schen, von Kirchhoff[1]) verallgemeinerten Theorie der Magnetisirung des weichen Eisens ist die Kenntniſs einer gewissen empirischen Function von der gröſsten Wichtigkeit. Diese Function wollen wir die *Magnetisirungsfunction* des Eisens nennen und mit k bezeichnen. Um sich die physikalische Bedeutung dieser Gröſse zu versinnlichen, hat man sich einen unendlich langen und unendlich dünnen Eisencylinder in einem homogenen magnetischen Felde vorzustellen, die magnetische Kraft sey nach der Cylinderaxe gerichtet und ihre Gröſse sey R. Dann wird das Eisen der ganzen Länge nach gleichmäſsig magnetisirt, d. h. das auf die Volumeneinheit bezogene magnetische Moment m ist dasselbe in allen Punkten des Cylinders. Das Verhältniss $\frac{m}{R}$ ist es, was wir als den Werth der Magnetisirungsfunction k für das Argument R bezeichnen. Dabei ist R, als *magnetische Kraft*, eine Gröſse von den Dimensionen $M^{\frac{1}{2}}\ L^{-\frac{1}{2}}\ T^{-1}$, wenn wir durch M, L, T die Einheiten der Masse, der Länge und der Zeit darstellen; die Gröſse k (R) ist eine *reine Zahl.*

Ist nun die Function k für jeden Werth von R bekannt, so haben wir alles Nöthige, um die Magnetisirung einer beliebigen Masse isotropen Eisens, deren Form und Dimensionen bekannt sind und die in einem gegebenen magnetischen Felde sich befindet, theoretisch bestimmen

1) Crelle's Journal, Bd. 48, S. 370.

zu können, — insofern von der Coërcitivkraft des Eisens abgesehen werden kann. Freilich lassen sich in der Wirklichkeit nur einige specielle Fälle von diesem Gesichtspunkte aus vollständig behandeln; dieses liegt aber nicht etwa an der Unbestimmtheit der Frage, sondern lediglich an den analytischen Schwierigkeiten der Auflösung.

Ueber den Verlauf von k beim Wachsen oder Sinken von R, sowie auch darüber, in wie weit derselbe verschieden ausfällt für verschiedene Eisensorten, — sind bis jetzt noch ziemlich ungenügende Kenntnisse vorhanden. Die meisten Beobachter haben mit cylindrischen Stäben experimentirt, — ein Fall, wo eine strenge Theorie nur unter der Annahme sich durchführen läſst, daſs der Stab ein unendlich langer und unendlich dünner sey. Andererseits sind die benutzte Magnetisirungskraft und das von ihr hervorgerufene magnetische Moment des Eisens meistens nicht nach *absolutem Maaſs* angegeben worden, so daſs die Berechnung von k unmöglich wird. So viel ich weiſs, sind solche absolute Messungen nur von Weber und v. Quintus Icilius angestellt worden.

Der letztere hat mit Eisenellipsoïden (in homogenem magnetischem Felde) zu thun gehabt, während Weber cylindrische Stäbe anwendete, welche nur näherungsweise als sehr gestreckte Ellipsoïde betrachtet werden dürfen, und in so weit eine theoretische Behandlung zulassen.

Weder der eine, noch der andere von den genannten Physikern hat aus seinen Versuchen die Werthe von k berechnet. Sie begnügen sich beide mit der Betrachtung des magnetischen Moments der Eisenmasse. Dieses ist aber nicht dazu geeignet, die allgemeine Abhängigkeit der Magnetisirung von der magnetisirenden Kraft ersehen zu lassen, da das magnetische Moment eines Cylinders von endlicher Länge, oder eines Ellipsoïds, nicht allein von dieser Kraft, sondern auch von der *Gestalt* des Eisens bedingt ist.

Zuerst hat Kirchhoff[1]) aus den Weber'schen Mes-

1) a. a. O. S. 374.

sungen[1]) die Werthe der Function k für gewisse Werthe ihres Arguments berechnet, wobei für die cylindrische Form des Eisens eine ihr möglichst nahe kommende ellipsoïdische substituirt wurde. Es ergaben sich hierbei folgende Zahlen:

R	k	R	k
296	25,0	1512	8,4
301	23,5	1583	8,1
612	16,9	1773	7,4
823	13,5	1975	6,7
967	12,0	2080	6,4
1184	10,2	2397	5,7
1297	9,5	2484	5,6

Als Einheit für R ist dabei nach Gauss $\frac{\text{mgr}^{\frac{1}{2}}.}{\text{mm}^{\frac{1}{2}}.\,\text{sec.}}$ angenommen worden.

Man sieht hieraus, dafs mit steigenden Werthen des Arguments die Function k zuerst rasch, dann langsamer abnimmt, und sich entweder der Null, oder einer endlichen Zahl assymptotisch nähert: eine Thatsache, auf welche schon früher Beobachtungen von Joule und Müller hingewiesen hatten.

Mit gröfserem Rechte läfst sich dieselbe Berechnungsweise auf die späteren Versuche von v. Quintus Icilius[2]) anwenden, weil bei diesen die Form des Eisens eine wirklich ellipsoïdische war. Einige von diesen Versuchen waren auch mit schwächeren Magnetisirungskräften angestellt, indem statt der directen magnetischen Wirkung des Eisens die Inductionsströme gemessen wurden, welche bei der Umkehrung des magnetisirenden Stromes in einer zweiten das Ellipsoïd umgebenden Spirale entstanden.

Zur Berechnung von k aus diesen Versuchen dürfen wir indessen nur die gestrecktesten Ellipsoïde benutzen; weil bei den anderen der Einflufs von k auf die Gröfse des

1) Elektrodyn. Maafsbest. III, Art. 26.

2) v. Quintus Icilius, Pogg. Ann. Bd. 121, S. 134 und 137.

magnetischen Moments nur unbedeutend ist und gegen den Einfluſs der *Form* des Ellipsoïds beinahe verschwindet. Wir wollen also die Versuche mit den beiden Ellipsoïden ($l = 199$, $d = 1{,}97$) und ($l = 350$, $d = 2{,}12$) berechnen (l ist die Polaraxe, d die Aequatorialaxe, beide in Millimetern ausgedrückt). Ist m das magnetische Moment eines gestreckten Rotationsellipsoïds, welches durch eine constante, der Polaraxe parallel wirkende Kraft X magnetisirt wird, so haben wir:

$$m = kR = \frac{kX}{1+kS},$$

wo S eine aus dem Axen-Verhältniſs des Ellipsoïds zu berechnende Zahl darstellt, nämlich:

$$S = 4\pi\sigma(\sigma^2 - 1)\left(\frac{1}{2}\log\text{nat}\frac{\sigma+1}{\sigma-1} - \frac{1}{\sigma}\right),$$

wenn $\sigma = \frac{l}{\sqrt{l^2 - d^2}}$ ist [1]). Die Anwendung dieser Formeln auf die beiden genannten Ellipsoïde giebt uns folgende Tabelle.

I.

R	k	R	k	R	k
2,40	30,5	33,1	119,0	53,3	110,9
5,20	40,8	33,9	118,7	59,2	113,0
12,0	72,5	38,6	120,2	98,4	89,3
21,1	99,1	45,6	120,4	176,2	62,9
24,1	113,4	51,9	119,1	300,7	39,7

1) Neumann, Crelle's Journal, Bd. 37, S. 44.



II.

R	k	R	k	R	k
5,18	20,1	116,5	76,8	1722	7,11
8,71	22,6	148	64,9	2034	6,06
10,30	23,1	213	47,1	2044	6,05
14,30	28,4	240	41,9	2449	5,37
22,2	45,3	250	40,7	2981	4,28
26,9	54,3	379	27,9	3013	4,23
34,4	83,4	455	23,8	3464	3,73
38,5	94,5	495	21,9	3864	3,36
47,0	98,1	610	18,1	3971	3,25
49,2	107,5	749	14,9	4229	3,05
64,9	107,3	935	12,3	4541	2,86
97,2	87,0	1339	8,88		

Es erscheint hieraus in vollem Lichte die merkwürdige, bis jetzt, wie mir scheint, noch nicht gehörig anerkannte Thatsache, — dafs nämlich bei kleineren Werthen von *R* die Magnetisirungsfunction einen steigenden Verlauf hat, und bei einem gewissen *R* ein Maximum erreicht. Wir sehen ferner aus diesen Tabellen, dafs bei einem sehr langen und dünnen Stabe, wenn er durch eine nicht zu grofse Kraft magnetisirt wird, — das magnetische Moment nicht, wie man gewöhnlich annimmt, dieser Kraft ungefähr proportional, sondern viel rascher wächst, und zwischen gewissen Gränzen der Kraft beinahe proportional dem Cubus derselben ist.

Es läfst sich dieses schon aus einigen Versuchen von Joule ersehen [1]), dessen Aufmerksamkeit aber hauptsächlich auf den *permanenten* Magnetismus der Stäbe gerichtet war. Ferner hat Wiedemann [2]) bei Stäben von mäfsiger Dicke bemerkt, dafs das magnetische Moment *„ein wenig schneller“* wächst, als die magnetisirende Kraft. Aus

1) *Philosoph. Trans.* 1856, *Part. I, p.* 287.
2) Galvanismus, Bd. II, S. 297.

der Versuchsreihe No. 1 des Hrn. v. Quintus Icilius geht die Thatsache sehr schlagend und ohne weiteres hervor. Sie wurde auch von dem Beobachter selbst hervorgehoben; er scheint sich aber zu wundern, dafs das Steigen von $\frac{m}{X}$ nicht bei allen Ellipsoïden in demselben Grade eintritt, und meint, dafs „es beim gegenwärtigen Stande unserer Kenntnisse zu früh seyn möchte, daraus ein bestimmtes Gesetz in dieser Beziehung ableiten zu wollen [1]." Und doch ist dieses ungleiche Verhalten verschiedener Ellipsoïde eine directe Folge der Theorie.

In der That, fassen wir zunächst die beiden stümpferen Ellipsoïde in's Auge, die bei v. Quintus Icilius durch No. 2 und No. 3 bezeichnet sind, und die aus demselben Stück Eisen wie No. 1 ($l = 199$, $d = 1{,}97$) geschnitten waren. Es war $l = 200$, $d = 20{,}41$ für No. 2 und $l = 51$, $d = 19{,}84$ für No. 3. Wir dürfen also in dem Ausdrucke

$$\frac{m}{X} = \frac{1}{\frac{1}{k} + S}$$

$\frac{1}{k}$ gegen S geradezu vernachlässigen, oder $\frac{m}{X} = \frac{1}{S}$ setzen. Dann bekommen wir $\frac{m}{X} =$

3,80 für No. 2 und 0,608 für No. 3.

Aus den Versuchen von v. Quintus Icilius ergiebt sich im Mittel

4,34 für No. 2 und 0,596 für No. 3

Die Uebereinstimmung der Theorie mit der Erfahrung ist also eine ziemlich befriedigende.

Hr. v. Quintus Icilius [2]) hat ferner noch ein gestreckteres Ellipsoïd ($l = 100{,}5$; $d = 5{,}24$) untersucht, bei welchem die so eben angewandte approximative Rechnung nicht mehr erlaubt wäre. Um auch hier die Theorie zu prüfen, verfahren wir folgendermafsen. Zunächst suchen wir für jedes gegebene X das entsprechende R, indem wir

1) a. a. O., S. 135.
2) a. a. O., S. 132 und 138.

die Tabelle II (als die ausgedehntere) benutzen; wir setzen nämlich zuerst $k = 0$, also $R = X$, finden für diesen Werth von R das entsprechende k aus der Tabelle, berechnen wieder $R = \frac{X}{1+kS}$, usw., bis zwei auf einander folgende Werthe von R nahezu gleich ausfallen. Dann haben wir k gefunden, und können $\frac{m}{X} = \frac{1}{\frac{1}{k}+S}$ berechnen und mit der Erfahrung vergleichen.

Auf diese Weise finde ich z. B.

X	$\frac{m}{X}$ ber.	$\frac{m}{X}$ beob.
48,2	7,6	7,09
275	10,0	9,67
553	10,0	9,99
1701	6,5	7,51
2851	4,5	5,00
4436	2,9	3,52

Wir sehen, daſs auch hier Beobachtung und Rechnung nicht zu weit von einander abweichen.

Bevor ich die Versuche mit Ellipsoïden verlasse und zu meiner eigenen Untersuchung übergehe, muſs ich noch einer neueren (1870) Arbeit des Hrn. Riecke [1]) erwähnen. Derselbe hat nach Weber's Methode die Ummagnetisirung verschiedener Ellipsoïden durch die verticale Componente des Erdmagnetismus beobachtet. Je gestreckter das Ellipsoïd war, desto gröſser hat sich im Allgemeinen die Zahl k ergeben. Dies war, dem obigen gemäſs, auch zu erwarten, da bei gleich bleibendem X die Gröſse R gleichzeitig mit $\frac{1}{S}$ wächst; obgleich Hr. Riecke mehr geneigt scheint, einen anderen Grund dafür zu suchen. Die magnetisirende Kraft wurde nicht direct gemessen; nehmen wir aber nach Weber an, daſs die verticale Com-

1) Die Magnetisirungszahl des Eisens für schwache magnetisirende Kräfte, Göttingen 1871. (Auszüglich in Pogg. Ann. Bd. 141, S. 453).

ponente des Erdmagnetismus (in Göttingen) = 4,228 war[1]); so ergiebt sich das R für die Riecke'schen Versuche = 0,31 bis 0,72. Dem entsprechend wuchs das k von 13,5 bis 25,4.

Es schien mir nicht ohne Interesse zu seyn, die Ermittelung der Magnetisirungsfunction nach einer anderen, neulich von Kirchhoff[2]) vorgeschlagenen Methode vorzunehmen. Dabei habe ich insbesondere mit schwächeren Scheidungskräften experimentirt, um noch einmal den steigenden Verlauf von k bei solchen Kräften zu constatiren und außer Zweifel zu setzen. Die Versuche, die ich mittheilen will, scheinen auch ein anderweitiges Interesse zu haben. Der einzige theoretisch vollständig gelöste und in der Praxis ausführbare Fall der Magnetisirung war bis zur letzten Zeit der Fall eines Ellipsoïds (die Kugel mit inbegriffen). In der vorliegenden Untersuchung wird die Theorie, wie ich glaube, zum ersten Mal, an einem Körper von anderer Form geprüft, — nämlich an einem ***Ringe***.

Wir denken uns einen Eisenring, d. h. einen Rotationskörper von Eisen, welcher von der Rotationsaxe nicht getroffen wird. Dieser Ring sey auf seiner ganzen Peripherie von einem Drahte (***Primärdraht***) umwickelt; außerdem sey er von einem anderen Drahte (*Secundärdraht*) ein- oder mehrere Mal umschlungen. Wird durch den ersten Draht ein constanter Strom geleitet, und ist der zweite in sich selbst geschlossen, so wird im letzteren ein momentaner Strom inducirt, sobald die Richtung des Primärstromes plötzlich umgekehrt wird [3]). Der Integralwerth der indu-

1) Diese Zahl gilt eigentlich für die *Mitte* des Jahres 1870. Siehe Weber, Bestimmung d. erdmagn. Kraft in Göttingen, S. 30. (Abhandlungen d. k. Gesellschaft d. Wiss. zu Göttingen, Bd. VI).

2) Pogg. Ann. Ergzbd. V, S. 1.

3) Ich habe durchweg die *Stromumkehrung* angewandt, weil dabei die Resultate weniger vom remanenten Magnetismus beeinträchtigt werden, als beim *Schließen und Oeffnen* des Stromes. Dieselbe Methode hatten auch Weber und v. Qu. Icilius benutzt. Die Anwendung *beider* Methoden würde uns auch ein Maaß für den remanenten Magnetismus des Eisens an die Hand geben.

cirten elektromotorischen Kraft, nach absolutem elektromagnetischen Maafs ausgedrückt, ist nach der von Kirchhoff gegebenen Theorie:

$$(1) \quad \ldots \quad E = 4nn'i\left\{4\pi k M + P\right\}.$$

Das erste Glied des Ausdruckes rührt von den durch das Ummagnetisiren des Eisens inducirten Strömen her, das zweite von der directen Volta-Induction der beiden Drähte. Es bedeuten dabei:

n und n' — die Zahlen der Windungen des primären, resp. secundären Drahtes (umschlingt dieser den Ring ν-mal in *einem* Sinne, ν'-mal im anderen, so hat man unter n' die Differenz $\nu - \nu'$ zu verstehen);

i — die Intensität des Primärstromes, nach absolutem elektromagnetischen Maafs gemessen;

M — das auf den Querschnitt des Eisenringes ausgedehnte Integral von der Form $\int \frac{dS}{\varrho}$, wo dS ein Flächenelement jenes Querschnitts, ϱ die Entfernung dieses Elements von der Rotationsaxe des Ringes ist;

P — ein ähnliches Integral, bezogen auf die Fläche einer Primärwindung.

k ist die Magnetisirungsfunction des Eisens, und das Argument R, worauf dieses k sich bezieht, ist der Mittelwerth der Magnetisirungskraft. Diese ist $= \frac{2ni}{\varrho}$ für einen Punkt (ϱ) des Ringes. Folglich ist

$$(2) \quad \ldots\ldots \quad R = \frac{2niM}{S},$$

wo mit S die ganze Fläche des Eisenquerschnitts bezeichnet ist.

Kennen wir also die Form und Dimensionen des Ringes und der Primärwindungen, sowie die Zahl dieser und der secundären Umgänge; so läfst sich für jedes gegebene, nach absolutem Maafs auszudrückende R, die Function k berechnen, sobald das Verhältnifs $\frac{E}{i}$ ebenfalls nach absolutem Maafs gemessen ist.

Dieses ist der Grundgedanke der von mir befolgten, von Kirchhoff anempfohlenen Methode. In wie weit dieselbe für verschiedene Werthe der magnetisirenden Kraft R abzuändern war, wird aus dem Folgenden erhalten.

Ich habe mir einen solchen Ring von weichem Eisen in der Werkstätte des Hrn. Dr. Meyerstein in Göttingen machen lassen. Der Ring soll 12 Stunden in der Glühhitze gelegen haben, hiernach sey er unter allmäliger Bedeckung des Feuers abgekühlt worden. Der Querschnitt des Ringes ist ein Rechteck. Den äuſseren Durchmesser des Ringes habe ich gleich 200^{mm},025 gefunden; den inneren = 180^{mm},37; die Höhe des Ringes = 14^{mm},75. Hieraus berechnet sich die oben mit M bezeichnete Gröſse = 1^{mm},526.

Auf diesen Ring wurden nun zwei nach auſsen hin kreisförmig abgerundete Holzringe angekittet; auf diese wurde dann ein besponnener Kupferdraht (ohne Bespinnung 0^{mm},45, mit Bespinnung 0^{mm},67 dick) möglichst dicht und gleichmäſsig gewickelt. Dieser, meistens als Primärschlieſsung benutzte Draht hatte 800 Windungen; er wurde mit einer Kette in Verbindung gesetzt. Die mittlere Contour einer Windung wird ziemlich genau dargestellt durch Verbindung eines Rechtecks von 11^{mm},1 Breite und 24^{mm},5 Höhe, und zweier Halbkreise von 11,1 Durchmesser (Fig. 8, Taf. VI). Hiernach berechnet sich die mit P bezeichnete Gröſse (auf deren genaue Kenntniſs es viel weniger ankommt, als auf die Bestimmung von M) zu 3^{mm},87.

Die Gleichungen (1) und (2), auf den beschriebenen Ring angewandt, geben uns folgende Formeln zur Berechnung von R und k:

$$k = \frac{\frac{1}{320.n'} \cdot \frac{E}{i} - 3{,}87}{19{,}172}\,; \quad R = 16{,}84 \,.\, i.$$

Auf die erste Schicht von Drahtwindungen, welche meistens allein als Primärdraht diente, wurden noch 750 Umgänge von demselben Drahtstücke gewunden, welche ebenfalls die ganze Peripherie des Ringes ausfüllten. In die-



ser zweiten Schicht war aber der Draht in fünf getrennte Stücke getheilt, deren Windungszahlen resp. 50, 100, 150, 200 und 250 waren. Je nach dem Bedürfniſs wurde die eine oder die andere von diesen Abtheilungen, oder auch verschiedene Combinationen derselben, mit einem Multiplicator verbunden und als Secundärdraht benutzt. Die Zahl der Secundärumgänge konnte also von 50 an stufenweise zu 100, 150, ..., 700, 750 gesteigert werden. Auch konnte ich bei derselben *effectiven* Anzahl von Windungen den Widerstand des Secundärdrahtes verändern, indem ich z. B. einmal die Abtheilung 50 allein benutzte, das andere Mal die Abtheilungen 250 und 200 in entgegengesetztem Sinne mit einander verband.

Alle diese Drähte waren so aufgewickelt, daſs bei jedem die Wirkung des von ihm gebildeten *Längsstromes*, nach Ampère, durch einen zurückkehrenden Drahtumlauf compensirt wurde. (Fig. 9, Taf. VI stellt den inneren Draht schematisch dar).

Bei gröſseren Scheidungskräften konnte ich mich einer kleineren Anzahl von Secundärwindungen bedienen. Alsdann bedurfte ich nicht genannter Abtheilungen für die secundäre Schlieſsung, und lieſs bloſs den Zuleitungsdraht des Multiplicators in 10 Windungen um den Ring herumlaufen. Jene Abtheilungen aber konnte ich jetzt alle in gleichem Sinne mit einander und mit der ersten Drahtschicht verbinden, wodurch die Zahl der Primärumgänge zu 1550 wurde und die Scheidungskraft bei derselben Kette bedeutend stärker war. Bei dieser Anordnung kamen, mit Rücksicht auf die Aenderung von n und P (bei den äuſseren Windungen war die Länge des Ovals $= 37^{mm},75$, die Breite $= 11^{mm},75$) folgende Gleichungen zur Geltung:

$$k = \frac{\frac{1}{6200 \, . \, n'} \, . \, \frac{E}{i} - 4{,}11}{19{,}172} \; ; \; R = 32{,}626 \, . \, i.$$

Bevor ich zu den eigentlichen Messungen übergehe, will ich ein Paar vorläufige Versuche mittheilen, die ich

angestellt hatte, um den regelmäfsigen Verlauf der Erscheinung zu constatiren und die Uebereinstimmung desselben mit der Theorie zu prüfen.

Lassen wir den magnetisirenden Strom i unverändert, so folgt aus der Gleichung (1): 1) dafs die inducirte elektromotorische Kraft mit der Anzahl der Secundärwindungen proportional wächst; 2) dafs sie *nur* von der Zahl, und nicht von der Beschaffenheit der Windungen abhängt. Aehnliche Gesetze hatte Lenz durch Erfahrung gefunden, als er die inducirten Ströme untersuchte, die in einer einen Eisencylinder umgebenden Drahtspirale entstanden, sobald der Cylinder von den Polen eines starken Stahlmagneten abgerissen wurde [1]). Theoretisch lassen sich aber diese Gesetze nur unter der Annahme ableiten, dafs der Cylinder unendlich dünn und unendlich lang sey [2]).

Ich habe den Strom einer Daniell'schen Kette durch den Primärdraht des Ringes geleitet. Die Abtheilungen 100, 150, 200 und 250 des secundären Drahts wurden mit einander und mit einem Galvanometer von kräftiger Dämpfung verbunden. Die Verbindung geschah in verschiedener Weise, so dafs die effective Zahl der Windungen resp. 100, 200, 300, 400, 500 und 700 war. Da der Widerstand des secundären Stromkreises unverändert blieb, so waren die am Galvanometer beobachteten Ausschläge, beim Umkehren des Primärstromes, den inducirten elektromotorischen Kräften proportional. Diese Ausschläge ergaben sich, als Mittel aus je 8 Beobachtungen:

bei	100,	200,	300,	400,	500,	700	Windungen.
=	47,2;	94,4;	140,4;	189,0;	236,4;	329,9	Scalentheile.

Gehen wir von der Zahl 329,9 aus, so berechnen sich die anderen zu

47,13; 94,26; 141,4; 188,5; 235,6.

Wurde die Verbindung der Abtheilungen so gemacht, dafs die Zahl der in *einem* Sinne laufenden Windungen

1) Wiedemann, Galvanismus, Bd. II, S. 634.
2) Kirchhoff, Crelle's Journal, Bd. 48, S. 368.



gleich war der Zahl der entgegengesetzt gerichteten, so bekam ich beim Umkehren des Stromes die kleinen Ausschläge ± 1,5, welche wohl der unvollkommenen Gleichartigkeit der Eisenmasse oder der Primärwindungen zuzuschreiben sind [1]). Bei Anwendung von 150 — 100 — 50 Windungen blieb der Magnet vollkommen in Ruhe.

Aehnlich liefs sich beweisen, dafs die Gestalt und sonstige Beschaffenheit der secundären Windungen von keinem Einflufs ist. Als ich einen dickeren Draht in 50 unregelmäfsigen und weiten Windungen um den Ring herumlaufen liefs und aus diesem Draht, der entgegengesetzt gerichteten Abtheilung 50 und dem Multiplicator eine Secundärschliefsung bildete, — bekam ich keine merkliche Ablenkung beim Umkehren des Primärstromes.

Ueberhaupt sind die aufeinander folgenden Inductionsstöfse sehr constant, wenn man nur die Vorsicht nimmt, nach jeder Aenderung der magnetisirenden Kraft den Commutator einige mal umzulegen, bevor man die Beobachtungen anfängt; da die ersten Ausschläge noch vom remanenten Magnetismus beeinflufst werden.

Ich gehe nun zu den eigentlichen Messungen von k und R über.

Wie wir sahen, kommt es darauf an, das Verhältnifs $\frac{E}{i}$ der inducirten elektromotorischen Kraft zur Intensität des inducirenden Stromes zu ermitteln. Dazu wurden, je nach der Stärke des letzteren, verschiedene Methoden angewandt.

Bei stärkeren Primärströmen wurde die Anordnung angenommen, die aus Fig. 10, Taf. VI erhellt. Der Strom

1) Nach der Theorie müfste die Wirkung des Ringes auf äufsere Magnete durchaus unabhängig davon seyn, ob ein Strom durch die Windungen fliefse, und in welcher Richtung. Dieses bewährte sich aber bei weitem nicht, als ich meinen Ring dicht neben dem Galvanometer gelegt hatte; was wiederum auf die erwähnte Ungleichartigkeit hindeutete. Jedenfalls war die directe Wirkung des Ringes auf das Galvanometer vollkommen unmerklich, wenn der erstere seinen gewöhnlichen Platz behielt.

einer Kette K (meistens 4 bis 12 Daniell, für stärkere Ströme 12 bis 14 Bunsen) wird durch zwei Commutatoren C_1, C_2, den Primärdraht P des Ringes und eine kreisförmige Drahtrolle R von bekannten Dimensionen geleitet. Diese zur Messung des Primärstromes bestimmte Rolle ist senkrecht zum magnetischen Meridian, östlich von einem Magnetometer M aufgestellt; die verlängerte Axe der Rolle trifft den Mittelpunkt des Magnetstabes. Die Entfernung des letzteren von der Mitte der Rolle wurde meisten zu 1000^{mm} oder 1250^{mm} abgemessen.

Der Magnet M ist nun außerdem von einem Multiplicator mit engen Windungen umgeben. Durch diesen, mit einem Dämpfer versehenen Multiplicator werden die inducirten Ströme geleitet. Es wird nämlich der Zuleitungsdraht des Multiplicators entweder direct in mehreren Windungen um den Ring gewunden, oder mit den oben besagten Abtheilungen der zweiten Drahtschicht des Ringes verbunden. Endlich ist W eine Siemens'sche Widerstandsscale, durch welche der Primärstrom abgeschwächt werden kann. Die Beobachtung geschieht mit Scale und Fernrohr.

Der in der Rolle R fließende constante Strom ertheilt dem Magnetometer eine gewisse Ablenkung aus dem magnetischen Meridian. Durch Umlegen des Commutators C_1 wird der Strom *nur* im Primärdrahte P umgekehrt. Dadurch entsteht im Multiplicator ein Inductionsstoß, welcher dem Magneten einen Ausschlag ertheilt. Es wird sowohl diese vom Primärstrom bedingte Gleichgewichtslage, als auch der Inductionsausschlag beobachtet. Durch ein zweites Umlegen von C_1 erhält der Magnet, nachdem er sich beruhigt hat, einen entgegengesetzten Ausschlag. Endlich werden dieselben Beobachtungen gemacht, nachdem man den Commutator C_2 umgelegt und dadurch den Strom *im ganzen Primärkreise* umgekehrt hat.

Es sey

a — die halbe Differenz der beiden Gleichgewichtslagen des Magneten bei den beiden Stellungen des Commutators C_2;



A — die von der jedesmaligen Gleichgewichtslage an gerechnet, vom Inductionsstofs bewirkte Elongation des Magneten;

T — die Schwingungsdauer des ungedämpften Magnetometers;

λ — das logarithmische Decrement der Schwingungen beim geschlossenen Secundärdrahte;

m — das Verhältnifs des vom Multiplicator auf den Magneten ausgeübten Drehungsmoments zu dem von der Rolle herrührenden, vorausgesetzt dafs beide von demselben Strom durchflossen werden.

Dann ist das Verhältnifs des Inductionsstofses J und des Primärstromes i, beide nach demselben Maafs gemessen,

$$\frac{J}{i} = \frac{A}{ma} \cdot \frac{T}{\pi} \cdot e^{\frac{\lambda}{\pi\mu} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi\mu}{\lambda}},$$

wo μ der Modul der Brigg'schen Logarithmen ist.

Will man, statt die ersten Ausschläge zu beobachten, die Multiplicationsmethode anwenden, so sind A und a aus den aufeinander folgenden Ablesungen und der Dämpfung λ in bekannter Weise zu berechnen.

Kennen wir also m und T (das T ändert sich etwas und mufs von Zeit zu Zeit wieder bestimmt werden), so läfst sich aus jedesmaligen Bestimmungen von A, a und λ das Verhältnifs $\frac{J}{i}$ berechnen. Ist ferner der Widerstand W der Secundärschliefsung nach absolutem Maafs bekannt, so haben wir auch das Verhältnifs $\frac{E}{i} = \frac{J.W}{i}$, welches zur Berechnung von k erfordert wird.

Die Widerstände aller Drähte, aus denen bei verschiedenen Beobachtungen der secundäre Stromkreis bestand, d. h. des Multiplicators M (w_m) und aller Abtheilungen der zweiten Drahtschicht (w_{50}, w_{100}, ...), waren nach absolutem Maafs bestimmt durch Vergleichung, nach der Wheatstone'schen Methode, mit einer *British Association* Einheit. Es war (reducirt auf 20°,4 C.):

$w_\infty = 2{,}4758 \;.\; 10^{10} \frac{\text{mm.}}{\text{sec.}}$ $\qquad w_{150} = 2{,}1150 \;.\; 10^{10} \frac{\text{mm.}}{\text{sec.}}$

$w_{50} = 0{,}74502 \;.\;$ " " $\qquad w_{200} = 2{,}6829 \;.\;$ " "

$w_{150} = 1{,}4046 \;.\;$ " " $\qquad w_{250} = 3{,}4253 \;.\;$ " "

Bei jeder Beobachtung wurde die Temperatur der Luft neben dem Multiplicator notirt; aufserdem wurde ein zweites Thermometer an die zweite Drahtschicht des Ringes angelegt, welche, bei stärkeren Primärströmen, sich durch Berührung mit dem Primärdrahte bedeutend erwärmte. Nach den Angaben der beiden Thermometer wurden die Widerstände reducirt, wobei die Zunahme eines aus Kupfer bestehenden Widerstandes w bei Erwärmung um 1° C., gleich 0,00307 w gesetzt werden konnte [1]).

Die oben mit m bezeichnete Zahl, welche angiebt, wie viel mal die Wirkung des Multiplicators stärker war, als die der Rolle (beim gleichen Strome in beiden), wurde ein- für allemal gemessen. Zu diesem Zweck wurde der Strom einer Kette durch die Rolle geleitet; ein bekannter Theil desselben Stromes wurde durch den Multiplicator geschickt, mittelst einer Ableitung von kleinem genau gemessenen Widerstande. Es war gefunden $m = 2414$ für den Fall, dafs die Rolle in 1000^{mm} Entfernung vom Aufhängefaden des Magneten stand. Aus den unten mitzutheilenden Constanten der Rolle liefs sich die entsprechende Zahl m für den Fall berechnen, wo die Entfernung eine andere war.

Nun haben wir alles, was zur Berechnung von k aus den beobachten A, α, λ und T nothwendig ist. Um aber auch das Argument R (die Magnetisirungskraft), worauf sich dieses k bezieht, berechnen zu können, mufste die Intensität des Stromes i nach absolutem Maafs bestimmt werden.

Es sey

H — die horizontale Directionskraft des Magneten (herrührend von dem magnetischen Felde des Beobach-

1) Matthiessen und v. Bose, s. Wiedemann, Galvanismus, Bd. II, S. 1060.

tungsortes, zum kleinen Theil auch von der Torsion des Aufhängefadens);

u — der Ablenkungswinkel des Magneten, hervorgebracht durch einen Strom von absolutem Werth i, welcher die Rolle durchfließt;

F — der Flächenraum der Rolle;

r — ihre Entfernung vom Magnetfaden.

Dann haben wir, als erste Annäherung.

$$\frac{H \operatorname{tg} u}{i} = \frac{2F}{r^3}.$$

Genauer gesprochen, ist der rechte Theil dieser Gleichung eine nach absteigenden Potenzen von r fortschreitende Reihe. Setzen wir voraus, daſs sowohl Magnet als Rolle, in ihren magnetischen Fernewirkungen, symmetrisch sind in Bezug auf ihre Axen; so dürfen in jener Reihe nur ungerade Potenzen von r vorkommen. Beschränken wir uns auf die zwei ersten Glieder der Reihe, so kommt

$$\frac{H \operatorname{tg} u}{i} = \frac{2F}{r^3}\left(1 + \frac{\beta}{r^2}\right),$$

wo β eine Constante [1]) ist, die sowohl von den Dimensionen der Rolle und des Magneten, als auch von der Vertheilung des Magnetismus im letzteren abhängt.

Aus den Dimensionen der Rolle und den Windungszahlen ihrer 4 Drahtschichten war

$$F = 6075500^{\square\mathrm{mm}}$$

gefunden. Die zweite Constante β konnte nur durch Erfahrung ermittelt werden. Dazu wurden die Ablenkungswinkel u_1 und u_2 des Magneten beobachtet, welche die von einem constanten Strome durchflossene Rolle hervorrief, wenn sie in zwei verschiedenen Entfernungen r_1 und r_2 aufgestellt war. Es ist dann offenbar:

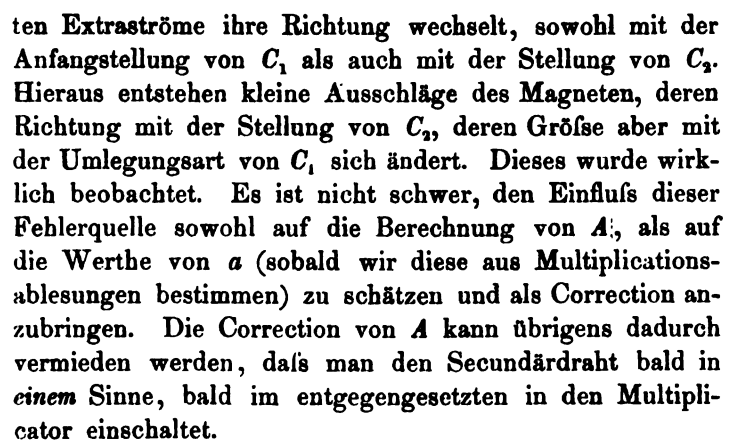
$$\beta = -\frac{\frac{\operatorname{tg} u_1}{\operatorname{tg} u_2} - \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^3}{\frac{\operatorname{tg} u_1}{\operatorname{tg} u_2} - \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^5} \cdot r_2^2.$$

1) Der Einfluſs des Winkels u auf das β darf, bei kleinen u's, auſser Acht gelassen werden.

Als das vortheilhafteste Verhältnifs $\frac{r_2}{r_1}$ bei dieser Bestimmung ergiebt sich, nach den Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung, $\frac{r_2}{r_1} = 1,336$. Demgemäfs war bei $r_1 = 1000^{mm}$, $r_2 = 1335^{mm}$ angenommen. Auf diese Weise ergab sich $\beta = -26301$, und hiernach

$$\frac{H \operatorname{tg} u}{i} = 0,011831 \text{ für } r = 1000^{mm},$$
$$\text{„} \quad = 0,0061169 \text{ „ „ } 1250 \text{ „}.$$

Nach diesen Formeln läfst sich die absolute Stromintensität berechnen, vorausgesetzt, dafs die Gröfse H bekannt ist. Diese wurde dreimal im Laufe der Untersuchung nach dem Gauss'schen Verfahren gemessen. Um auf die Veränderungen von H in den Zwischenzeiten Rücksicht zu nehmen, wurde täglich der bei der Messung von H gebrauchte Ablenkungsstab auf dem die Rolle tragenden Brette in der Entfernung 1250^{mm} gelegt und die Ablenkung beobachtet, die der aufgehängte Magnet erlitt. Hieraus liefs sich die seit der letzten Messung erfolgte Veränderung von H ermitteln. Freilich war das magnetische Moment des ablenkenden Stabes nicht durchaus constant; die Veränderung desselben rührte wohl aber hauptsächlich von der Temperatur her und konnte noch berücksichtigt werden. Ich will nun auf einige Fehlerquellen der beschriebenen Methode aufmerksam machen. Bilden wir nämlich die secundäre Schliefsung in der Weise, dafs die effective Zahl der Windungen $= 0$ ist; so sind, auch abgesehen von der Ungleichartigkeit des Eisens und der Primärumgänge, kleine Ablenkungen des Magneten zu erwarten, sobald wir den Commutator C_1 umlegen. Diese rühren zum Theil von der Unterbrechung des Primärstromes her, zum Theil aber von den Extraströmen, welche sowohl im Primärdrahte des Ringes, als auch in der Rolle inducirt werden. Die erste und dritte von diesen Störungen wirken, wie leicht einzusehen, immer dem Primärstrom entgegen; während die Wirkung der in P inducir-



ten Extraströme ihre Richtung wechselt, sowohl mit der Anfangstellung von C_1 als auch mit der Stellung von C_2. Hieraus entstehen kleine Ausschläge des Magneten, deren Richtung mit der Stellung von C_2, deren Gröfse aber mit der Umlegungsart von C_1 sich ändert. Dieses wurde wirklich beobachtet. Es ist nicht schwer, den Einflufs dieser Fehlerquelle sowohl auf die Berechnung von A'_1, als auf die Werthe von a (sobald wir diese aus Multiplicationsablesungen bestimmen) zu schätzen und als Correction anzubringen. Die Correction von A kann übrigens dadurch vermieden werden, dafs man den Secundärdraht bald in *einem* Sinne, bald im entgegengesetzten in den Multiplicator einschaltet.

Als Beispiel für die erörterte Methode will ich das abgekürzte Protocoll einer Messung anführen

19. *October* 1871. — Kette — 12 Daniell, abgeschwächt durch 10 Siemens; Rolle auf 1000^{mm}.

Zahl der Primärwindungen $n' = 250 - 200 + 50 - 100 = 100$.

Temperatur am Ringe $t_r = 16^0,7$ C.; Temperatur am Multiplicator $t_m = 9^0,7$. Hieraus $W = 11,874 \,.\, 10^{10} \frac{\text{mm.}}{\text{sec.}}$

Entfernung der Scale vom Magnetspiegel $= 2125^{sc.},3$.

Logarithmisches Decrement $\lambda = 0,1410$; folglich

$$\log e^{\frac{\lambda}{\pi\mu} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi\mu}{\lambda}} = 0,06588.$$

Schwingungsdauer des ungedämpften Magnetometers $T = 420^s,19$.

Directionskraft desselben $H = 1,9820 \,\text{mgr.}^{\frac{1}{2}}\,\text{mm.}^{-\frac{1}{2}}\,\text{sec.}^{-1}$.

Die *acht* Gleichgewichtslagen des Magneten (bei 3 Combinationen von C_1 und C_2 und beiden Verbindungsarten des Secundärdrahts mit dem Multiplicator) sind (mit Correction wegen der endlichen Entfernung der Scale vom Magnetspiegel):

	621,5	404,8
	622,2	406,2
	623,3	405,9
	621,7	405,4
Mittel	622,17	405,57.

Die entsprechenden Ausschläge des Magneten durch Inductionsstöße sind:

243,4	244,4
241,7	244,5
241,9	244,4
243,7	244,4.

Folglich $a = 108^{mm},23$; $A = 243^{mm},46$.

Hieraus ergiebt sich

$$\frac{E}{\varepsilon} = 8{,}8700 \cdot 10^{\text{[illegible]}} \frac{\text{mm.}}{\text{sec.}}; \quad \varepsilon = 4{,}2656 \frac{\text{mm.}^{\frac{1}{2}} \text{mg.}^{\frac{1}{2}}}{\text{sec.}}$$

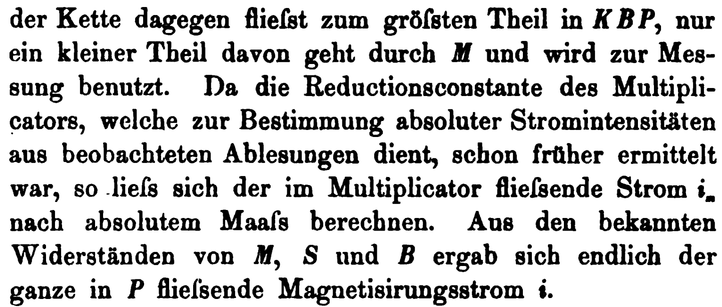
und endlich

$$k = 136{,}22; \qquad R = 71{,}830 \cdot \frac{\text{mg.}^{\frac{1}{2}}}{\text{mm.}^{\frac{3}{2}} \text{sec.}}$$

Bei schwächeren Strömen bedarf die beschriebene Methode einer Abänderung, da die Messung solcher Ströme durch die entfernte Rolle zu ungenau seyn würde. Dieses konnte zunächst dadurch abgeholfen werden, daß man vor dem Draht P eine Brücke einschaltete, so daß der in P fließende Strom abgeschwächt wurde. Meistens aber wurde für solche Fälle die Anordnung angenommen, welche von Kirchhoff[1] bei seiner Messung der Inductionsconstante angewandt war. Die Kette K (Fig. 11, Taf. VI), der Primärdraht P des Ringes, der Secundärdraht S und der Multiplicator M des Magnetometers bildeten einen Stromkreis, welcher durch eine Brücke B von kleinem Widerstande in zwei Theile zerlegt war. Durch den Commutator C_1 wurde der Strom in P umgekehrt, durch den Commutator C_2 der Multiplicatordraht umgeschaltet.

Die beim Umlegen von C_1 in S inducirten Ströme flossen fast ausschließlich im Kreise SBM; der Strom

1) Pogg. Ann. Bd. 76, S. 412.



der Kette dagegen fliefst zum gröfsten Theil in *KBP*, nur ein kleiner Theil davon geht durch *M* und wird zur Messung benutzt. Da die Reductionsconstante des Multiplicators, welche zur Bestimmung absoluter Stromintensitäten aus beobachteten Ablesungen dient, schon früher ermittelt war, so liefs sich der im Multiplicator fliefsende Strom i_m nach absolutem Maafs berechnen. Aus den bekannten Widerständen von *M*, *S* und *B* ergab sich endlich der ganze in *P* fliefsende Magnetisirungsstrom i.

Was nun die zur Berechnung von k erforderliche Gröfse $\frac{E}{i}$ anbetrifft, so ist es leicht einzusehen, dafs dieselbe $= w_b . \frac{J_m}{i_m}$ wird, wenn wir mit w_b den absoluten Widerstand der Brücke *B*, mit J_m den Integralwerth des im Multiplicator fliefsenden Inductionsstromes bezeichnen. (Dabei wird vorausgesetzt, dafs w^2_b gegen das Product der beiden Widerstände *KBP* und *SBM* vernachlässigt werden darf, was bei allen Versuchen zulässig war.)

Als Brücke *B* dienten starke Kupferdrähte; ein jeder war mit seinen Enden an zwei kleine Gabeln von noch dickerem Draht angelöthet, welche unten amalgamirt und in Quecksilbernäpfchen getaucht wurden (Fig 12, Taf. VI). Als die mit w_b bezeichnete Gröfse ist der Widerstand des eigentlichen Drahtes 1*B*2, von der Löthstelle 1 bis zur anderen 2, zu betrachten. Dieser Widerstand wurde nach Thomson's Methode [1]) bestimmt; die Methode erlitt nur eine kleine Abänderung, welche dadurch bedingt war, dafs man hier nicht etwa zwei Widerstände nach einem gegebenen Verhältnifs abzumessen hatte, sondern je zwei schon definitiv abgemessene und fertige Widerstände zu vergleichen. Auf diese Weise ergab sich für die vier benutzten Brücken der Widerstand w_b bei 20°,4 C. resp. gleich

$$1{,}1626 \,.\, 10^8 \frac{\text{mm.}}{\text{sec.}}; \quad 2{,}2589 \,.\, 10^8 \frac{\text{mm.}}{\text{sec.}}$$
$$1{,}1683 \,.\, \text{„} \quad \text{„} \qquad 2{,}2811 \,.\, \text{„} \quad \text{„}$$

1) *Phil. Mag.* (4 ser.) *vol. XXIV*, *p.* 149 (Wiedemann, Galvanismus, Bd. II, S. 1046).

sodann durch Benutzung der beiden kleinen Drähte nebeneinander ein Widerstand erhalten wird, der weniger als 0,002 des kleinsten Werthes von *SMB* ausmacht.

Im übrigen war die Messungsmethode mit der zuerst beschriebenen identisch. Es wurden bald die ersten Ausschläge des Magneten beobachtet, bald die Multiplicationsmethode angewandt. Der störende Einflufs der Extraströme (welche jetzt nur vom Drahte *P* herrühren), sowie der Stromunterbrechung, strebt immer dahin, die aus multiplicirten Ablesungen zu berechnende, durch den Primärstrom bedingte Ablenkung des Magneten zu verkleinern. Dieser Einflufs läfst sich leicht eliminiren. Der Mittelwerth der Inductionsausschläge aber wird durch diesen Umstand nicht beeinträchtigt, wenn wir jedesmal die beiden Umlegungen des Commutators C_1 ausführen.

Auch für diese zweite Methode führe ich ein Beispiel an. 3. *September* 1871. — 1 Daniell; $n = 800$; Secundärdraht = Abtheilung 100. Folglich $\frac{w_1 + w_b}{w_b} = 668{,}30$ (w ist der Widerstand des Zweiges *BMSB*, Fig. 12, Taf. VI).

In *B* wurden die beiden kleineren Brücken nebeneinander eingeschaltet; folglich $w_b = 5{,}8687 \,.\, 10^7 \frac{\text{mm.}}{\text{sec.}}$.

Ferner

$T = 20'{,}640$; $\lambda = 0{,}16571$; $H = 2{,}0018$; $D\; 2261''{,}0$.

Die Multiplication (je 10 Ablesungen) ergab als Gleichgewichtslagen des Magneten:

409,80; 584,67; 584,78; 409,68

und als Werth des Inductionsausschlages

124,23; 122,83; 122,64; 123,90.

Correction für Extraströme = 1,84.

Hieraus finden wir

$$a = 89'',33;\quad A = 123'',40:$$

und schliefslich

$$k = 103{,}33;\quad R = 15{,}57.$$

In der folgenden Tabelle sind die Resultate meiner Messungen zusammengestellt.

R	k	R	k	R	k	R	k
4,302	21,54	16,47	113,5	83,26	120,0	195,7	61,93
5,497	23,78	23,21	157,0	91,40	112,2	205,9	59,22
7,017	26,44	32,12	174,2	100,35	108,1	217,0	56,47
9,220	40,95	35,62	172,3	105,03	104,2	228,0	53,92
10,53	51,10	38,14	170,7	111,18	97,12	235,8	52,88
11,51	59,76	40,38	168,9	119,6	93,97	252,2	49,68
12,60	68,70	52,47	161,6	132,6	87,70	272,7	47,29
13,67	76,53	67,89	141,7	140,1	82,08	288,2	44,04
14,94	84,53	71,83	136,2	156,0	75,43	296,1	43,65
15,60	104,48	75,55	132,1	179,3	66,87	307,3	42,13

Nach diesen Angaben ist die ***stark gezogene*** Curve Fig. 13, Taf. VI gezeichnet, deren Abscissen die Werthe von R, deren Ordinaten die entsprechenden Werthe von k darstellen. Die beiden ***punktirten*** Linien sind nach den oben berechneten Versuchsreihen des Hrn. v. Quintus Icilius gezogen. Wir sehen, dafs bei gröfseren Werthen von R alle drei Curven sehr ähnlich verlaufen, während die kleineren R die von mir erhaltene viel steiler ansteigt.

Bekanntlich ändert sich die Zahl k, wenn die Temperatur des Eisens bedeutende Veränderungen erleidet. Diese Temperatur war bei meinem Ringe nicht mit Genauigkeit anzugeben. Die Temperatur des Beobachtungslokals sank im Laufe der Untersuchung (September und October 1871) ziemlich bedeutend, dieser Umstand compensirte sich aber zum Theil dadurch, dafs ich allmälig stärkere Scheidungskräfte anwendete, wobei der Ring, sich immer mehr durch den Primärstrom (zum Theil wohl auch durch die Ummagnetisirung selbst) erwärmte. Deshalb beziehen sich die meisten Messungen auf 15° bis 20° C. Eine erhebliche Vergröfserung von k liefs sich nur bemerken, als ich einmal am Schlusse der Untersuchung den Strom von 14 Zink-Kohlen-Elementen absichtlich so lange durch den Primärdraht fliefsen liefs, bis dieser sich von 10° auf 40° er-

1) Ueber den Einflufs geringer Temperaturänderungen, vgl. Weber, Elektrodyn. Maafsbest. III, S. 568; auch Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. 122, S. 351.

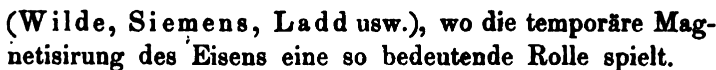
wärmte; die Ergebnisse solcher Versuche sind in der Tabelle nicht enthalten.

Mit gewissen Einrichtungen zur sicheren Bestimmung der Temperatur des Eisens, ließen sich ähnliche Methoden zur Untersuchung des Temperatureinflusses auf die Magnetisirungsfunction anwenden. Ferner wäre es wünschenswerth, solche Messungen auf verschiedene Eisensorten auszudehnen, wobei der Verlauf von k bedeutende Abweichungen zeigen möchte. Ferner würde es zweckmäßig seyn, *dünnere* Ringe, als der oben beschriebene, zu Messungen zu benutzen, weil sie uns genauere Resultate liefern müssen, vorausgesetzt, daſs die Gestalt des Ringes mit gleicher Genauigkeit verwirklicht sey [1]). Es ist mir bis jetzt nicht möglich gewesen, meine Arbeit in den genannten Richtungen zu vervollständigen.

Die genauere Untersuchung dieses Gegenstandes möchte mancherlei Interesse darbieten. Einerseits wäre dadurch ein tieferer Einblick in das Wesen desjenigen Molecularprocesses gewonnen, den wir als Magnetisirung eines Körpers bezeichnen. Aus den besprochenen Thatsachen scheint es zu folgen, daſs die Hypothese drehbarer Molecularmagneten des Eisens in der Form wie sie von Weber [2]) entwickelt ist, dem Verlaufe der Erscheinung bei schwächeren Scheidungskräften nicht entsprechen. Andererseits würden genauere Kenntnisse der Function k auch von praktischem Belege seyn können, namentlich bei der Construction sowohl elektromagnetischer Motoren, als auch derjenigen magnetoelektrischen Maschinen neuerer Gattung

1) Es ist nämlich die Gleichung (1) nur unter der Annahme streng richtig, daſs in einem Querschnitte des Ringes die Zahl k jedesmal als *lineare Function* von ϱ angesehen werden könne. Aus der Tabelle der Resultate kann man sich überzeugen, daſs dieses auch bei meinem Ringe (wo die Gröſse ϱ, oder auch die mit $\frac{1}{\varrho}$ proportionale Scheidungskraft, sich innerhalb des Querschnitts um 10 Proc. verändert) fast überall zulässig war.

2) Elektrodyn. Maaſsbest. III, Art. 26.



(Wilde, Siemens, Ladd usw.), wo die temporäre Magnetisirung des Eisens eine so bedeutende Rolle spielt.

Ich schliefse hiermit, indem ich Hrn. Geh. Hofrath Kirchhoff, in dessen Laboratorium diese Untersuchung ausgeführt und dessen wohlwollender Rath mir dabei zu Theil geworden, meinen innigsten Dank ausspreche.

Heidelberg, Ende October 1871.

VI. *Ueber den am* 17. *Juni* 1870 *zu Ibbenbühren in Westphalen gefallenen Meteoriten; von G. vom Rath.*

(Aus den Monatsberichten d. Berl. Akad. 1872 Jan.)

Die erste Kunde dieses merkwürdigen Meteorsteinfalls verdanke ich Hrn. Prof. Heis in Münster. In einer gütigen Zuschrift vom 27. Juli 1871 theilte mir derselbe mit, dafs bereits vor mehr als Jahresfrist, am 17. Juni 1870, ein Bauer in der Gegend von Ibbenbühren unter Detonation und Lichterscheinung einen Stein zur Erde habe fallen sehen. Nach zwei Tagen habe der Mann den Stein gefunden, aufgehoben und in seinem Hause aufbewahrt, ohne demselben ein weiteres Interesse zu schenken. Erst nach Verlauf eines Jahres habe der Bauer, nachdem sein Sohn glücklich aus dem Kriege heimgekehrt, sich des Steins wieder erinnert und denselben auf den Rath eines Freundes nach Münster zum Professor Heis getragen. „Ich erkannte den Stein", schreibt Heis, „sogleich als einen Meteoriten. Was denselben besonders auszeichnet, ist seine helle Farbe. Glänzende Eisenkörnchen sind nicht zu entdecken. Die fast allein auftretende Masse erscheint zum Theil deutlich krystallisirt, mit auffallend grofsen Spaltungsflächen. Das Gewicht des Meteoriten beträgt 2,034 Kilogr.; sein spec. Gewicht 3,4." Diese interessante

Mittheilung des Hrn. Heis war von einem trefflich ausgeführten Modell begleitet.

Einer ferneren Mittheilung des verdienstvollen Astronomen entnehme ich noch die folgenden Angaben: „Nach Aussage jenes Colonen geschah der Niederfall am Nachmittage gegen 2 Uhr unter donnerähnlichem Getöse, welches von vielen Leuten der Umgebung bis in eine Entfernung von drei Viertel Wegestunden vernommen wurde. Eine blitzähnliche Erscheinung soll dem Donner um eine Minute vorangegangen seyn. Drei Minuten [?] später schien es dem Berichterstatter, als ob in seiner Nähe, einige hundert Schritte fern, ein Gegenstand in den Boden eingeschlagen sey. Beim Niederfallen habe er ein Geräusch vernommen, vergleichbar demjenigen, welches eine Schaufel ertönen läfst, die man, am Stielende angefafst, von der Höhe flach auf den Boden schlägt. Auf meine Anfrage, ob vielleicht gleichzeitig am Himmel ein Wölkchen beobachtet worden sey, wufste der Bauer Nichts zu erwiedern. Derselbe achtete nebst seinem Begleiter so wenig auf die Erscheinung, dafs er es nicht für der Mühe werth hielt, zu untersuchen, ob mit dem scheinbaren Blitzschlage wirklich Etwas zur Erde niedergefallen sey. Zwei Tage später, als der Bauer wieder in dieselbe Gegend kommt, bemerkt er auf einem hart getretenen Fufswege einen Eindruck wie von einem Pferdehufe herrührend. Bei näherer Untersuchung wird er eine 0,7 Met. in den Boden gehende Oeffnung gewahr. Seinen Arm bis über den Elbogen hineinsteckend, stöfst er mit den Fingerspitzen auf einen am Grunde liegenden Stein. Derselbe zeigte sich, nachdem er herausgenommen, schwarz an seiner Oberfläche, an dem einen Ende zertrümmert, von einer Art wie sie in der dortigen Gegend noch nie gesehen. Die Zertrümmerung mufs vor dem Eintritt in den Boden geschehen seyn, denn ein kleines, etwa 30 gr. schweres Stück wurde 300 bis 400 Schritte entfernt aufgefunden. Auf meine (Heis) Anfrage, ob wohl die andern, dem Steine augenscheinlich fehlenden Stücke aufgefunden werden könn-



ten, wurde erwiedert, dafs dies ein Jahr nach dem Ereignisse nicht gelingen werde, da ringsum weicher Moorboden sey." —

Der Fall von Ibbenbühren hat gleich demjenigen von Krähenberg nur einen einzigen Stein geliefert. Die Form desselben ist eine höchst charakteristische und, trotz zweier nur oberflächlicher und Eines grofsen Abbruchs, deutliche. Auf den ersten Blick zwar erscheint unser Stein unregelmäfsig sphäroidisch; eine etwas genauere Betrachtuug läfst aber manche gemeinsame Züge mit einigen der ausgezeichnetsten Pultusker Steinen u. a. auffinden. Im Allgemeinen hat der Stein die Gestalt eines abgeplatteten Sphäroïds. Der Umrifs der breiteren Seite, Fig. 1, Taf. VII ist eiförmig, fast rectangulär, wenn wir uns den abgebrochenen Oberrand ursprünglich so gestaltet denken wie den Unterrand. Fig. 2, Taf. VII (beide Figuren etwa halbe natürliche Gröfse) zeigt den Meteoriten im Profile, wobei die nach oben gewandte, sanfter und regelmäfsiger gestaltete Wölbung der in Fig. 1, Taf. VII dem Beschauer zugewandten Seite entspricht. Diese letztere, die Vorder- oder Brustseite, ist in ihrer Mitte fast ebenflächig gestaltet. Der deutlich abgesetzte flache Scheitel stellt sich als eine dreiseitige Fläche dar, welche in unserer Figur durch die lichtere Schattirung sich deutlich abhebt. Während die gerundeten Ecken dieses Dreiecks sich gegen die Peripherie des Steines hin zu buckelartigen Erhöhungen gestalten, wölbt sich die Scheitelfläche an den Seiten jenes Dreiecks auffallend regelmäfsig gegen die Flanken. In der dreiseitigen Fläche tritt eine leichte Erhöhung und eine zur Rechten anliegende sanfte Vertiefung hervor. Die Unter- oder Rückseite ist höher und zugleich unregelmäfsig gewölbt. Der Scheitel ist hier keine Fläche, sondern ein etwas in die Länge gezogener Buckel, welcher nicht in der Mitte der Unterseite, sondern etwas dem in Figur 2, Taf. VI nach vorn gewandten Ende genähert sich erhebt. Auch die Flanken des Steins, in denen Ober- und Unterseite zusammenstofsen, sind recht verschieden. Auf der

linken Seite beider Figuren ist unser Sphäroïd durch eine beinahe ebene Fläche, welche fast normal zur Brustseite steht, gleichsam abgeschnitten, während in den andern Theilen des Umkreises die Flanken mehr scharfrandig erscheinen. Die in Fig. 2, Taf. VII nach vorn gewandte Seite zeigt den Seitenrand sogar zu einer kielähnlichen Erhöhung zusammengedrückt. Eine andere bemerkenswerthe Eigenthümlichkeit der Oberfläche unseres Steins sind rundliche Eindrücke, welche man den Abdrücken von Fingern in eine plastische Masse vergleichen könnte. Dieselben treten besonders deutlich am seitlichen Rande zunächst des Kiels, Fig. 2, Taf. VII hervor. Es erklären sich im vorliegenden Falle die fingerförmigen Eindrücke wohl unschwer durch Abspringen und Herausfallen einzelner Theile des Aërolithen. Wie wir alsbald zu erwähnen haben werden, umschliefst derselbe nämlich grofse blättrige Krystallkörner.

Die Dimensionen des Steins sind folgende: Breite (in der Richtung $\alpha - \beta$) = 0,112 met., Dicke = 0,093 m., Länge = 0,125. Muthmafsliche Länge des unversehrten Meteoriten = 0,130 m.

Die Oberfläche des Steins ist mit Ausnahme der Bruchflächen von einer gleichmäfsigen schwarzen Rinde bedeckt, deren Dicke kaum $\frac{1}{10}$ mm. beträgt. Die schwarze matte Schmelzrinde ist nicht glatt und eben, sondern bedeckt mit einer Menge äufserst feiner Schmelzwülste, welche indefs bei Weitem nicht so deutlich sind wie bei Stannern, nicht einmal wie bei einigen der Pultusker Steine, sondern nur kurz und wenig erhaben. Diese Schmelzsäume, welche durch die Lupe betrachtet, eine feinblasige Masse zeigen, haben einen fast netzförmigen Verlauf. Unsere Figuren gewähren davon ein annäherndes Bild. Auf den Flanken des Steins namentlich ist ein Strömen der Schmelzmasse unverkennbar, wenngleich sich auch hier keine zusammenhängenden Schmelzlinien finden, vielmehr die Sculptur der Oberfläche überhaupt einem zarten Wellengekräusel vergleichbar ist. Die feinblasigen Schmelzwülstchen sind



glanzlos und matt; die von ihnen umschlossenen maschenähnlichen Flächentheile, auf denen der Schmelz glatter aufliegt, sind glänzender. Betrachtet man mit einer Lupe die Oberfläche des Steins, so bemerkt man, daſs dieselbe von einer Unzahl von Sprüngen durchsetzt wird. Gewiſs findet sich kein Raum von der Gröſse eines Quadratcentimeters ohne solche feinen Risse. Dieselben haben einen gekrümmten verästelten Verlauf und sind an der Oberfläche nur auf kurze Erstreckungen zu verfolgen; sie gehören nicht etwa nur der Schmelzrinde an, sondern dringen, mit geschmolzener Rindenmasse gefüllt, in's Innere des Steins. Die Schmelzlinien, welche eine für die Meteorsteine so überaus charakteristische Erscheinung bilden, sind in dem Ibbenbührener Stein sehr fein, so daſs man sie mit dem bloſsen Auge kaum wahrnehmen kann. Die Lupe läſst indeſs erkennen, daſs sie in groſser Zahl den Stein durchziehen, dicht geschaart zunächst der Oberfläche, seltener gegen das Innere. Zuweilen ist ihr Verlauf streckenweise geradlinig, häufiger gekrümmt. Sie gehen, ohne ihren Zug zu ändern, durch die körnige Grundmasse, wie durch die krystallinischen Ausscheidungen. Die kaum haarfeinen Schmelzlinien schwellen häufig zu punktförmigen schwarzen Partien, welche gleichfalls nur geschmolzene Rindenmasse sind, die irgend eine kleine Lücke oder Hohlraum ausfüllte. Die mikroskopische Betrachtung lehrt, daſs die feinsten Spalten nicht von einem zusammenhängenden Schmelz erfüllt sind, sondern daſs häufig die geschmolzene Masse gleichsam nur in zerstreuten Flittern die feine Kluft erfüllt. Auch durch die Lupe sieht man zuweilen ganz dünne, stark glänzende Partien der Schmelzmasse die Spaltflächen bedecken. Unser Stein muſs demnach beim Eintritt in die Erdatmosphäre in Folge der plötzlichen Erhitzung seiner peripherischen Theile in zahllosen feinsten Sprüngen geborsten seyn. Die in Klüfte eindringende, erstarrende Schmelzmasse verband die gelösten Theile von Neuem.

Nicht ohne groſse Ueberraschung wird ein Meteoritenkenner das Innere des Steins, wie dasselbe auf der gro-

ſsen Bruchfläche, in Fig. 1, Taf. VII oben, sich darstellt, betrachten. Die schwarzen Schmelzlinien treten, so überaus fein sind sie, bei dem Anblick mit bloſsem Auge fast ganz zurück. Die Masse ist auffallend licht, viel heller als die gewöhnliche Klasse der Meteorsteine, die Chondrite. Der Stein bestand aus einer weiſsen bis graulichweiſsen körnigen Grundmasse, in welcher sehr zahlreiche, kleine und groſse *Krystallkörner* von lichtgelblichgrüner Farbe liegen. Diese krystallinischen Ausscheidungen, welche meistens einige mm. groſs sind, einerseits bis zu unsichtbarer Kleinheit hinabgehen, andererseits eine Gröſse von 1, ja 3 ctm. erreichen, bilden die besondere Merkwürdigkeit unseres Steins, wenn man erwägt, wie selten im Allgemeinen in der Grundmasse der Meteorsteine ein deutliches Silicatkorn krystallinisch sich aussondert. Die Krystallkörner sind in der Masse unseres Meteoriten keineswegs gleichmäſsig vertheilt. Auf der Bruchfläche (Fig. 1, Taf. VII oben) bemerkt man, daſs namentlich bei γ dieselben groſs und zahlreich sind, sodaſs die Grundmasse fast verdrängt wird, und der Meteorit hier fast ein reines groſskörniges Aggregat jener Ausscheidungen ist. Niemals gelingt es aus der Grundmasse die Krystallkörner unversehrt herauszulösen; ihre blättrige Structur bedingt immer, daſs sie mit dem Gesteinsbruche durchreiſsen. Die Durchschnitte, welche man erblickt, sind meist gerundet, zuweilen auch wohl polygonal begränzt durch rhombische resp. sechsseitige Umrisse, aus welchen man wohl auf das rhombische System schlieſsen kann. Indeſs ist es nicht möglich, aus diesen Durchschnitten irgend Etwas mit Sicherheit über die Krystallform zu ermitteln. Die Untersuchung der Spaltbarkeit ist mit vielen Schwierigkeiten verbunden. Die Ursache liegt theils in der rissigen Beschaffenheit, theils in den zahlreichen unregelmäſsigen Absonderungsflächen und in der regellosen innigen Verwachsung der Körner in Folge deren man häufig nicht im Stande ist, die Spaltungsrichtungen verschiedener Individuen von einander zu unterscheiden. Auſserdem aber ist auch die Spaltbar-



keit der Körner nicht ganz gleich deutlich. Obgleich ich viele Zeit und Mühe in dieser Beziehung aufgewandt habe, bin ich nicht zu einem befriedigenden Resultate gelangt. An mehreren Körnern beobachtete ich folgende Spaltbarkeiten: Eine sehr vollkommene, welche fasrig gestreift ist; auf ihnen glänzen zuweilen einzelne Partien mit farbigen Ringen. Die Richtung der Fasern entspricht der Zone der andern Spaltrichtungen; eine zweite steht normal zur ersten, und begränzt gewöhnlich die dünnen Blättchen deren etwas gekrümmte Fläche der vollkommenen Spaltung entspricht. Auch die zweite Absonderung ist zuweilen sehr deutlich. Aufserdem sind noch zwei andere Trennungsrichtungen in derselben Zone vorhanden, deren Kante mit der ersten Spaltfläche $= 131\frac{1}{2}^0$ gemessen wurde. Die über der letztern Fläche liegende Kante der beiden letztgenannten Spaltungsflächen berechnet sich demnach $= 83^0$ (über der zweiten Spaltung $= 97^0$). An einem Krystallkorn, welches die in Rede stehenden Spaltungen sehr deutlich zeigte, wurde der letztere Winkel $= 96\frac{1}{2}^0$ bis 97^0 gemessen. Nicht unerwähnt darf ich indefs lassen, dafs ich an einigen Körnern zwei anscheinend gleiche Spaltungsrichtungen mit dem Winkel von $108\frac{1}{2}^0$ bis 109^0 fand, ein anderes Mal mafs ich zwei recht deutliche gleiche Spaltungen $= 86\frac{1}{2}^0$. Ich glaubte demnach anfänglich, dafs die fraglichen Krystallkörner vielleicht etwas Verschiedenes seyen, kam indefs später mit Rücksicht auf die sonstige vollkommene Identität derselben von jener Ansicht wieder zurück. Aehnliche Schwierigkeiten begegnete Story-Maskelyne in Bezug auf den Enstatit im Steine von Busti. (*On the Mineral Constituents of Meteorites; Philos. Transaction Vol.* 160, *p.* 189 bis 214; 1870.) Die Splittrigkeit der Mineralkörner macht es schwierig, aus ihnen eine dünne Platte zur mikroskopischen Betrachtung zu schleifen. In dem Präparate bemerkt man aufser den Streifen, welche der Zonenaxe der Spaltungsrichtungen parallel gehen, viele unregelmäfsige feinste Sprünge, welche mit dunkler Schmelzmasse, oft nur theilweise, erfüllt sind.

Das spec. Gew. rein ausgesuchter Krystallkörner wurde in zwei Versuchen bei 15° C. bestimmt zu

3,428 und 3,425.

Beim Glühen verwandelt sich ihre lichtgrünliche Farbe in braun, es steigt gleichzeitig in Folge theilweise höherer Oxydation des Eisens das Gewicht. Ich bestimmte in einem Versuche, bei welchem etwa 1 bis $1\frac{1}{2}$ mm. grofse Stückchen angewandt wurden, die Gewichtszunahme = 0,38 Proc. V. d. L. nur an feinen Spitzen zu einem schwarzen Email unter Aufschäumen schmelzbar. Ebenso schwer schmelzbar erweist sich die Grundmasse des Steins. Die Hitze, welche die Oberfläche des Meteoriten bei seinem Eintritt in die Atmosphäre erfuhr, mufs demnach erheblich gröfser gewesen seyn als diejenige, welche man mit Hülfe des Löthrohrs hervorbringen kann. Die Analyse sorgsam ausgesuchter Krystallkörner (0,820 gr. geschmolzen mit reinstem kohlensaurem Natrium) ergab folgende Mischung:

Kieselsäure	54,51 [1]	Oxyg. 29,07	
Eisenoxydul	17,53	3,89	14,82
Manganoxydul	0,29	0,06	
Magnesia	26,43	10,57	
Kalk	1,04	0,30	
Thonerde	1,26	0,59	
	101,06		

Die Krystallkörner sind demnach eisenreicher Enstatit oder Bronzit $\left.\begin{matrix}Mg\\Fe\end{matrix}\right\} Si\,O_3$. Es findet kein einfaches Verhältnifs der Molecüle der Magnesia und des Eisens statt, was indefs bei isomorphen Basen auch nicht erwartet werden kann. Rechnet man statt des Mangans eine aequivalente Menge Eisens, statt des Kalks eine entsprechende Menge von Magnesia, so enthält unser meteorischer Bronzit auf 4 Mol. Eisen 11 Mol. Magnesia.

Wenden wir uns nun zur Untersuchung der *Grundmasse*. Dieselbe ist sehr feinkörnig, von etwas fettartigem

1) s. folg. Seite.

Glanz, weiſs oder lichtgrau, sehr mürbe, sodaſs mir die Herstellung eines mikroskopischen Schliffs nicht gelingen wollte. Auf der angeschliffenen Fläche sieht man keine metallisch glänzenden Theile, sondern nur die feinen schwarzen Schmelzlinien und -punkte. Untersucht man das Pulver der Grundmasse unter dem Mikroskop, so erweist es sich als gebildet ausschlieſslich durch farblose Krystallbruchstücke, welche bei Anwendung von polarisirtem Lichte wechselnde Farben zeigen. Das spec. Gew. der Grundmasse, in kleinen Stückchen gewogen, ergab sich (bei 15°) in zwei Versuchen gleich

3,405 und 3,404;

sie ist demnach nur sehr wenig leichter als die ausgesuchten Krystallkörner, wohl in Folge des etwas lockeren Gefüges der Masse. Zur Analyse wurde die Grundmasse möglichst von den Enstatitkörnern befreit; ganz war dieses unmöglich, da die Ausscheidungen zu äuſserster Kleinheit herabsinkend, augenscheinlich einen wesentlichen Theil der Masse bilden. Die zur Grundmasse verflieſsenden Enstatikörner sind nicht grünlichgelb wie die gröſsern Ausscheidungen, sondern lichtgrau bis weiſs. Zwei Analysen ergaben folgendes Resultat:

	I	II	Mittel	Oxyg.	
Kieselsäure	54,31	54,64	54,47	29,05	
Eisenoxydul	17,02	17,29	17,15	3,81	14,72 (Summe von Eisenoxydul bis Magnesia)
Manganoxydul	0,28	1,74 (Manganoxydul + Kalk)	0,28	0,06	
Kalk	1,39		1,39	0,40	
Magnesia	26,06	26,18	26,12	10,45	
Thonerde	1,01	1,12	1,06	0,50	
			100,47		

Die Zusammensetzung der Grundmasse kann demnach als fast identisch mit derjenigen der ausgeschiedenen Krystallkörner betrachtet werden.

1) s. vor. S., eine zweite Analyse, zu welcher nur ein halbes Gramm verwandt werden konnte, ergab Folgendes: Kieselsäure 53,85. Eisenoxydul 17,95. Magnesia 27,33. Kalk + Manganoxyd-oxydul 1,02. Thonerde 1,25. Summe = 101,30.

Die Constitution des Meteoriten von Ibbenbühren ist eine der einfachsten unter allen bisher untersuchten kosmischen Steinen. Chromeisenerz, welches sonst fast niemals in den Steinmeteoriten fehlt, ist hier nicht vorhanden. Es würde nach dem Aufschliefsen mittelst kohlensauren Natriums als schwarzes Pulver zurückbleiben und sich so verrathen. Doch wurde keine Spur wahrgenommen. Ebensowenig ist Magnetkies oder irgend eine andere Schwefelverbindung vorhanden; denn, nachdem eine gröfsere Menge des Steinpulvers mit reinster Salpetersäure anhaltend digerirt worden war, brachte Chlorbaryum im Filtrat nicht den geringsten Niederschlag oder auch nur Trübung hervor. Hingegen scheint eine Spur von gediegenem Eisen vorhanden zu seyn. Freilich gelang es mir nur, aus einer Menge von etwa 5 gr. durch Ausziehen mit einem Magnetstab ein einzelnes, mit dem blofsen Auge kaum sichtbares Eisenpartikelchen zu erhalten. Es hatte dies kleine Körnchen in Folge beginnender Zersetzung einen gelbbraunen Fleck erzeugt. Schliefslich wurden noch einzelne, doch äufserst seltene, für das blofse Auge unsichtbare röthlichgelbe Körnchen mit glänzender Oberfläche erspäht, über deren Natur Näheres zu ermitteln mir unmöglich war.

Noch verdient erwähnt zu werden, dafs die Schmelzrinde sehr deutlich vom Magneten angezogen wird. Ein Theil des Eisenoxyduls der Bronzitverbindung ist demnach unter dem Einflusse des Sauerstoffs der Atmosphäre und der hohen Erhitzung in Magneteisen übergeführt worden. Diejenige Schmelzmasse, welche, feine Klüfte erfüllend, ins Innere des Steins gedrungen, erwies sich viel schwächer oder gar nicht merkbar magnetisch; offenbar weil dort die Schmelzmasse der Einwirkung des atmosphärischen Sauerstoffs entzogen war.

Der Stein von Ibbenbühren nimmt demnach eine ausgezeichnete Stellung unter allen bekannten Aërolithen ein, indem er wesentlich nur aus einem einzigen Silikate, Bronzit besteht. Unter der grofsen Zahl der bisher untersuchten Steine ist es nur ein einziger, der am 29. Juni 1843



bei Manegaum in Khandeish (Hindostan) gefallene, von Storry-Maskelyne (s. a. a. O. sowie auch Rammelsberg, Die chemische Natur der Meteoriten. Abh. d. Akd. d. Wiss. 1870; S. 120) untersuchte Aërolith, welcher, gleich Ibbenbühren wesentlich nur aus Bronzit besteht. Zur Vergleichung darf hier die Mischung der Enstatitkörner aus dem Manegaum-Stein nach Maskelyne mitgetheilt werden:

Kieselsäure	55,70
Magnesia	22,80
Eisenoxydul	20,54
Kalk	1,32
	100,36

Für die Grundmasse fand Maskelyne eine nahe übereinstimmende Mischung, wie für die ausgeschiedenen Körner. Der Bronzit des indischen Aërolithen unterscheidet sich demnach von demjenigen unseres westphälischen nur durch den etwas gröſseren Eisengehalt, sowie durch das Fehlen der Thonerde. Auffallender Weise giebt Maskelyne das spec. Gewicht des von ihm untersuchten Bronzits nur zu 3,198 an, während man glauben sollte, es müsse wegen des bedeutenderen Eisengehaltes etwas höher seyn, als dasjenige des Ibbenbührener Bronzits.

Nächst dem Steine von Manegaum ist auch der merkwürdige Meteorit von Shalka (Hindostan), gef. 30 Nov. 1850 (s. Rammelsberg, a. a. O. S. 119, und G. Rose, Beschreibung und Einth. d. Meteoriten. Abh. d. königl. Akd. d. Wiss. 1863; S. 122) dem westphälischen Steine nahe verwandt. Nach den neuen, verdienstvollen Untersuchungen Rammelsberg's besteht Shalka zwar nicht ausschlieſslich, aber doch wesentlich aus Bronzit, nämlich; Bronzit 86,43 Proc., Olivin 10,92, Chromeisen 2,11. Die chemische Zusammensetzung des Bronzits von Shalka kommt nun dem unsrigen noch näher als die des Manegaum-Bronzits. Rammelsberg fand ihn nämlich wie folgt zusammengesetzt: Kieselsäure 55,55; Eisenoxyd 16,53; Magnesia 27,73; Kalk 0,09; Natron 0,92.

Unter den terrestrischen Bronziten kommt keiner Varietät ein gleich hoher Eisenoxydulgehalt zu wie jenen kosmischen.

Wir kennen demnach jetzt vier Meteorite, welche wesentlich nur aus je einem Silicate bestehen: Chassigny wird nur durch Olivin gebildet, Bishopsville nur durch Enstatit, während Manegaum und Ibbenbühren aus Bronzit bestehen.

Späterer Zusatz.

Der Güte des um die Meteoritenkunde so verdienten Hrn. Dr. Buchner in Gießen verdanke ich die Ansicht eines Dünnschliffs des Ibbenbührener Meteoriten. Die mikroskopische Betrachtung desselben läßt erkennen, daß die ganze Masse des Steins ein körniges Gemenge gerundeter Bronzitkörner ist. Dieselben sind ohne eigentliche Grundmasse mit einander verbunden. Nur selten bemerkt man einen Umriß, welcher auf eine Krystallform bezogen werden könnte. Beim Drehen der Nicols erglänzen die Bronzitkörner in den lebhaftesten Farben, zum Beweise, daß der ganze Stein aus krystallinischen Theilen besteht. Feine Klüfte, mit Schmelzmasse erfüllt, durchsetzen zahlreich die Platte. Neben den Bronziten wurden zwei sehr kleine rothe Körnchen bemerkt, deren Bestimmung noch nicht möglich erscheint.



VII. *Hagelkörner von sehr ungewöhnlicher Gestalt.*

[Entnommen aus der Schrift: *Ueber krystallinischen Hagel im thrialetischen Gebirge und über die Abhängigkeit der Hydrometeore von der Physik des Bodens*; von H. Abich, Tiflis 1871 (256 Seiten 8°, nebst 5 Tafeln und einer Karte), ein Sonderabdruck aus den: *Materialien zu einer Klimatologie des Kaukasus*, gesammelt und herausgegeben von A. Moritz, Director des Observatoriums in Tiflis.]

Der Schauplatz dieses Hagelfalls, den wir unter mehren andern vom Verf. beschriebenen hier herausheben, war, etwa 5 Meilen südwestlich von Tiflis, die Station *Bjeloi Kliutsch*, unter 41° 10′ N. Br. und 62° 19′ O. L., wo die meteorologische Station eine Meereshöhe von 3787 Fuſs besitzt. Das Ereigniſs trug sich zu am 9. Juni 1869. Es wird nachstehendermaſsen von Hrn. Verf. geschildert.

Eine nur selten von geringer südwestlicher Strömung unterbrochene atmosphärische Ruhe bei 13°,5 R. Lufttemperatur, und ein langsam von 525,35 auf 527^{mm},95 steigender Luftdruck hatten die Tage des 7., 8. und 9. ausgezeichnet, als sich am Nachmittage des 9. gegen 5 Uhr in östlicher und ostnordöstlicher Richtung, durch ungewöhnlich starke Verdunklung des Himmels, die ersten Vorzeichen eines nahenden Ungewitters einstellten, die meine Aufmerksamkeit auf dem Wege zu einem, etwa eine Viertelstunde von meiner Wohnung entfernten Bekannten zuerst in Anspruch nahmen. Die bald drohender werdende Haltung und auf Hagel deutende Färbung des Gewölks veranlaſste mich, meinen Besuch abzukürzen. Ohnerachtet der Beschleunigung meiner Schritte gelang es mir nicht, vor dem Ausbruch des jetzt mit reiſsender Schnelligkeit herankommenden Ungewitters, meine Wohnung wieder zu erreichen. Das sturmartige Wehen, gleichsam wie aus mehren Richtungen zwischen NO und OSO gleichzeitig entfesselter und stoſsartig sich fortschiebender

Luftmassen wurde weit überboten durch das hier mehr einem Rasseln als dem Brausen eines Wassers gleichende Getöse, wie es den Eintritt des Hagels bei einem früheren Fall am 27. Mai verkündet hatte. Nach mifslungenen Versuchen in einem oder dem anderen der sparsam zwischen Gärten liegenden Gehöfte, die von ihrem Insassen am Festnachmittage verlassen waren, ein Unterkommen zu finden, hatte ich in suchender Eile kaum den Schutz eines kleinen aus morschen Brettern zusammengeschlagenen Vordachs vor einer verschlossenen Hausthür erreicht, als die ersten Hagelkörner, Producte eines Ungewitters von unvergleichlich stürmischerem Charakter als das des 27. Mai, unter überaus heftigem Rückprall auf den festen und ebenen Schwarzboden niederfuhren. In wenigen Minuten war die volle Entladung von Hagelkörnern in den Dimensionen von Hühnereiern entwickelt. Ziemlich freistehend, aber gedeckt durch das Bretterdach, welches unter betäubendem Getöse in schwankende Bewegung gesetzt wurde, konnte ich den Verlauf des Phänomens mit Aufmerksamkeit verfolgen. Obschon im Allgemeinen der östlichen Richtung des Sturmes folgend, geschah das Niederfahren der Schlossen in den verschiedensten Graden der Steilheit, bis zu beträchtlich schräg einfallender Richtung. Es glich einem von verschiedenen Seiten zugleich ausgehenden explosionsartigen Herabstürzen. Nähere Betrachtung den Eiskörpern zuwendend, die der Rückprall vom Boden mitunter unsanft mir zuführte, erkannte ich bald, dafs ihre mir bei den ersten Ankömmlingen aufgefallenen eckigen und vielfach zugespitzten Formen, aufsitzenden Krystallen des reinsten Eises von mitunter ansehnlicher Gröfse zuzuschreiben waren, dafs ein jedes Hagelkorn eine verschiedene Gestalt besafs, und dafs viele mitherabfallende unregelmäfsige und spitzwinklige pyramidale Massen nur als Bruchstücke zertrümmerter Hagelkörper in Anspruch zu nehmen seyen. Als ich nach einer etwa 12 Minuten langen Dauer des Hagelsturms, dem entfernt bleibender Donner zwar vorausgegangen war, der



aber während des Hagelsturzes eben so wenig wie nachher gehört wurde, in strömendem Regen nach meiner Wohnung gelangte, wo ich die Scheiben der nach der Westseite gerichteten Fenster theilweis zerschmettert und von runden Löchern durchbohrt fand, beschäftigte mich sogleich die nähere Untersuchung und die bis zur einbrechenden Dunkelheit fortgesetze Abzeichnung dieser merkwürdigen Formen, wofür ich das Material in dem Inhalte eines mit Vorsorge für mich mit den gröſsten Hagelkörnern gefüllten eisernen Gefäſses bereits vorhanden antraf.

Beschreibung der Eiskörper.

Die Untersuchung hatte fast bei allen eine centrale sphäroïdale Kernmasse von einer dieselbe theilweis überkleidenden krystallinischen Bildung zu unterscheiden, die kaum anders als auf zwei verschiedene Phasen des Bildungsactes der Hagelkörner vom 9. Juni gedeutet werden können. Der centrale Theil des Hagelkorns stellte einen sphäroïdalen in der Mitte gleichmäſsig von beiden Seiten schwach eingedrückten Körper von reinem, aber wegen eingeschlossener feiner Luftblasen nur schwach durchsichtigem Eise dar. Von gleicher Beschaffenheit erschien das Eis des mittleren, von einer mehr oder weniger breiten weiſslichen Zone umgebenen Kernes dieses Körpers, von 4 bis 6 Millm. Breite. Aus diesem etwas opaken Kerne traten unter einem Winkel von 60° von einander getrennte schmale, ebenfalls weiſslich schimmernde Radien zur Peripherie der Sphäroïde, wo sie in der daselbst dem opaken Ringe der Mitte sich wieder mehr nähernden Masse, den Speichen eines Rades fast vergleichbar, sich verloren. Der zwischen den sechs Radien befindliche Raum zeigte fast reines Eis, welches wegen einer Vielzahl sehr kleiner, büschelartig wie von einem gemeinsamen Mittelpunkt auslaufender Poren, aber in ihrer länglich birnförmigen Gestalt als solche unter der Lupe erkennbar, durchscheinend wie luftfreies Gletschereis aussah. Lieſsen sich diese Luft-

bläschen zum Theil schon mit blofsem Auge unterscheiden, so bedurfte es der mikroskopischen Vergröfserung um die den Spiculen der Spongien ähnlichen sich verfilzenden Luftrisse in ihrer haarförmigen Feinheit zu unterscheiden, welche zusammen mit den erwähnten langgezogenen Poren, den opaken Kranz um den lichten Kern, die radialen Strahlen aber, deren Speichen-Aehnlichkeit bereits hervorgehoben, allein hervorbrachten. Der mit Anwendung des Polarisations-Apparates zu vermittelnde positive Beweis, dafs sie wirklich Lufträume und nicht etwa sehr feine, im amorphen Eise eingeschlossene Eisnadeln waren, ist allerdings nicht geführt worden. Zwischen den nach der Peripherie zu allmählich birnförmig sich vergröfsernden Luftblasen waren diese faserartigen Theile nicht vorhanden; sie blieben, wie erwähnt, auf die mitunter fast büschelartig ausstrahlenden radialen Zonen beschränkt.

Auf den so gebildeten mehr oder minder zusammengedrückten sphäroidalen Centralkörpern erhoben sich nun, vorzugsweise innerhalb der Zone gröfster Kreise des Sphäroids, theils vereinzelte, theils dicht zusammengedrängte Krystalle von reinem durchsichtigem Eise in regelrechter Ausbildung ihrer durch Schmelzung der Kanten und Flächen fast unmerklich abgerundeten Formen. Das rhomboëdrische System erschien in denselben in mannigfachen Abänderungen deutlich repräsentirt. Zum gröfseren Theile gehörten diese Krystalle den gedrungenen Formen niedriger sechsseitiger Säulen mit stumpf rhomboëdrischen Endflächen an, jedoch zeigten sich gar häufig bis 15 Mm. lange prismatische Krystalle frei emporragend, mit convergirenden, wahrscheinlich durch spitzeste Rhomboëder hervorgebrachten Kanten. Nicht minder zahlreich gruppirten sich mit den angedeuteten Krystallen unverkennbar die hemiëdrischen Formen des Skalenoëders mit rhomboëdrischen Endflächen in ansehnlichen Dimensionen. Neben diesen durchsichtigen, mich lebhaft an Kalkspathdrusen aus den Erzgängen von Andreasberg erinnernden säulen-



förmigen Bildungen zeigten sich, kaum minder zahlreich, klare Krystalle mit ausgedehnten Endflächen und dihexaëdrischen Endkanten, die sich bekannten Formen des Eisenglanzes näherten. Hatten sich doch gleich im Anfange des Unwetters, nach dem Gesetz der Eisenrosen vom St. Gotthardt, blumenförmig in Kreisen gruppirte tafelartige Gestalten bemerkbar gemacht, nach denen ich unter den später aufgesammelten Hagelkörnern vergebens suchte, um ihre Abbildungen den übrigen hinzuzufügen. Es versteht sich, dafs die in dem Vorstehenden gemachten Schilderungen über das morphologische Verhalten der Hagelmassen nicht das Resultat einer eingehenden krystallographischen Untersuchung, vielmehr die einfachen Ausdrücke der Auffassung sind, wozu die nähere Betrachtung der so deutlich krystallinisch ausgeprägten Formen sogleich Veranlassung gab. In diesem Sinne können die gegebenen Abbildungen auch nicht als vollständige Bilder gefafst werden.

Bei den rasch hinter einander angefertigten Zeichnungen wurde genaue Wiedergabe der deutlich sichtbaren Linien erstrebt, ohne eine bewufste Berücksichtigung irgend einer durch sie begränzten krystallographischen Form. Diese traten von selbst heraus und es ist bei späterer Ausführung der Zeichnung Grundsatz geblieben, an den krystallographisch mehr oder weniger bestimmt zu deutenden Formen keine verdeutlichendere Verbesserung und noch weniger ergänzende Zusätze von etwa geschwundenen Kanten und Flächen aufzunehmen.

Es erschien bei diesen krystallinischen Hagelkörnern als Regel, dafs das Aufwachsen und die Längenentwicklung der Krystalle, wie schon erwähnt, innerhalb einer der Richtung der Längenaxe des sphäroïdalen Centralkörpers entsprechenden Ebene stattfand, wie diefs auch in den Abbildungen zu erkennen ist. Indefs beweisen die Figg. 6 und 7, Taf. VIII dafs diese Regel nicht ohne Ausnahme war, indem es öfter vorkam, dafs auch auf den flachen Gewölbseiten des Sphäroïds selbstständig ausgebildete Eis-

krystalle, dem Anschein nach bisweilen tief in der amorphen Eismasse eingewachsen, hervortraten. Bei den Versuchen, die Eiskörner im Durchschnitt zu erhalten, so wie bei dem Zerbrechen, wurde ersichtlich, daſs die aufsitzenden Krystalle sich häufig mit Hinterlassung einer ebenwinkligen, dem Ende ihrer Form entsprechenden Vertiefung, gewissermaaſsen das Verhältniſs zwischen Alveole und Zahn darstellend, ablösten. Namentlich war dieſs der Fall bei Stücken, welche wie Fig. 1, 2 und 3, Taf. VIII mit besonders groſsen Krystallen bekleidet erschienen.

Die vorherrschende kranzförmige Einfassung des Sphäroïds mit krystallinischen Parasiten scheint mit den Ursachen, welche die abgeplattete Form des Eiskörpers überhaupt bedingt hat, in genauem Zusammenhang zu stehen. Selbst in den in Fig. 4 und 8, Taf. VIII dargestellten Extremen einer scheiben- oder discusähnlichen Form tritt dieſs Abhängigkeitsverhältniſs noch deutlich hervor [1]). Von dem vielleicht als normal zu bezeichnenden Verhältnisse zwischen Länge und Dicke der Eiskörper giebt das in Fig. 6, Taf. VIII abgebildete, auf der peripherischen Kante dicht mit rhomboëdrisch combinirten Krystallen versehene Exemplar von 55 Mm. Länge eine Vorstellung. Die in Fig. 9, Taf. VIII abgebildete Form repräsentirt eine, in geringer Anzahl während des Verlaufs des Hagelsturmes vertreten gewesene Klasse unbestimmter Formen, die der Vorstellung von halb abgeschmolzenen und später wieder agglomerirten Krystall-Individuen mitunter zu entsprechen scheinen. Die grob- und feinporige Beschaffenheit des Eises dieser unförmlichen entstellten Massen brachte dieselben jedenfalls in eine nähere verwandtschaftliche Beziehung zu den primären sphäroidalen Centralmassen der Hagelkörner, als zu den secundären krystallinischen parasitischen Bildungen derselben. Im Allgemeinen und besonders an den nach Angabe der Fig. 9, Taf. VIII durch-

1) Hieher gehört auch wohl Fig. 5, Taf. VIII, obwohl im Text nicht besonders erwähnt. P.



furchten Stellen zeigte das Eis dieser Varietäten die bläuliche Farbe des Gletschereises.

Aus dem Vergleich der sämmtlich nach den Werthen der gemessenen Hauptdimensionen aufgetragenen Figuren 1 bis 9, Taf. VIII ergeben sich Maxima der Gröſsenverhältnisse von 72 Mm. Länge und 50 Mm. Breite. Nach den von dem Beobachter auf der meteorologischen Station indeſs angestellten Wägungen hatte das Gewicht der gröſsten Hagelkörner zwischen 7 und 8 Loth betragen. Das Abschmelzen der gesammelten Eiskörper erfolgte bei mittlerer Lufttemperatur von 13°,4 R. auffallend langsam. Als am Morgen des 10. Juni der zurückgebliebene Eisinhalt des eisernen Sammelgefäſses von dem Wasser getrennt wurde, ergab sich ein noch immer sehr ansehnlicher Rückstand, bestehend aus gröſstentheils sehr regelmäſsigen convexen Eislinsen von 10 bis 12 Mm. Durchmesser und 5 bis 6 Mm. Dicke. Wegen bedeutender quantitativer Verringerung der Blasenräumen und Risse besaſsen die Scheiben die volle Klarheit vergröſsernder Linsen, in welchen der centrale Kern des ursprünglichen Sphäroids entweder wie in der Mehrzahl ganz rein, oder durch vorhandene Blasen milchig, von einer schwachen Aureole umgeben hervortrat. Es war sehr auffallend, daſs sich von den aus feinen Capillarröhrchen zusammengesetzten radialen, vom Centralkerne speichenförmig ausgegangenen Stäbchen keine Spur mehr zeigte, während das allmälig stattfindende völlige Verschwinden der lang gezogenen, in den normalen Sphäroiden zur Peripherie sich hindrängenden Luftblasen zu erwarten war. Allerdings waren in den, auf einem Uhrglase schwimmenden Linsen bei 30 facher Vergröſserung noch fein verfilzte, Spicula ähnliche Luftrisse in dem den Kern umgebenden Kranze als wirklich leere Räume zu erkennen, und lieſs sich im Fortgange des Abschmelzens das Entweichen der Luftblasen unter fortwährend schwachem Heben und Senken der Scheibe in dem umgebenden Wasser bis zum letzten Verschwinden der-

selben wahrnehmen. In dem auf dem Uhrglase zurückbleibenden Wasser war keine Spur von fester Substanz bei verstärkter Vergröſserung zu erkennen [1]).

VIII. *Ueber die mikroskopische Structur der Hagelkörner; von J. H. L. Flögel in Kiel.*

Die auf S. 333 des Bandes 144 dieser Annalen abgedruckte Notiz des Hrn. Prof. Müller über die chromatische Polarisation der Hagelkörner veranlaſst mich, eine Beobachtung zu veröffentlichen, welche ich am 10. September 1870 über denselben Gegenstand machte. Es zog an diesem Tage, Vormittags $10\frac{1}{2}$ Uhr, nach bisher heiterem Himmel, über Schleswig rasch ein Gewitter herauf, welches ziemlich viel Hagel brachte. Die gröſsten Körner hatten etwa 10 Millm. Länge. Die Mehrzahl hatte die bekannte kegelförmige Gestalt mit einem Kugelabschnitte als Basis; vereinzelt fanden sich klare Eisstücke von unregelmäſsiger Form darunter. Viele Körner waren undurchsichtig weiſs, wie man sie im Frühjahr so häufig findet. An vielen aber war auf der convexen Grundfläche und merkwürdigerweise nur auf dieser, ein concentrischer Ueberzug von glashellem Eise abgelagert. Die Dicke dieses Ueberzuges war an den verschiedenen Körnern sehr ungleich, an einem und demselben Korn aber immer nicht

1) Ein ähnlicher, wie der eben beschriebene Hagelfall ereignete sich im Kaukasus, am 12. Sept. 1863 über der deutschen Kolonie Marienfeld, östlich von Tiflis, doch waren die im Ganzen rundlichen Eiskörper nur mit Zacken und Nadeln, keineswegs mit so deutlich ausgebildeten Krystallen besetzt wie die am 9. Juni 1869. Dieser Fall ist vom Civil-Ingenieur Nöschel in *Bull. de l'Acad. de St. Petersbourg* beschrieben und auch schon in den „*Fortschritten der Physik*" Bd. XX, S. 773 erwähnt.



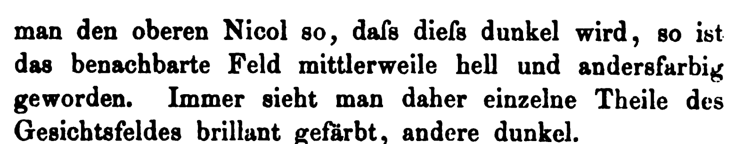
merklich verschieden, so dafs die äufsere Gränze mit der gerundeten Grundfläche des schneeweifsen Theils parallel ging. Die nähere Untersuchung dieser letzteren Art von Hagelkörnern schien mir deshalb von besonderem Interesse zu seyn, weil sie offenbar einen Entwicklungszustand derjenigen grofsen Schlossen darstellen, welche aus klarem Eise und undurchsichtigem schneeartigen Kern bestehen.

Fig. 10 Taf. VIII zeigt ein solches Korn in 10facher Linearvergröfserung, als optischer Durchschnitt auf dem Präparirmikroskop eingestellt. *a* ist der undurchsichtige Eiskegel, *b* der Ueberzug von klarem Eise, *c* die Gränze zwischen beiden, welche durch eine grofse Zahl punctförmiger Luftbläschen gegeben ist. In der klaren Masse *b*, die dem blofsen Auge völlig homogen erscheint, erkennt man jetzt eine grofse Anzahl äufserst feiner Linien. Keine derselben läuft gerade, alle sind in den mannichfachsten Formen gebogen, wenn auch im Allgemeinen eine radiäre Anordnung der durch sie umgränzten Portionen sich nicht verkennen läfst. Auch unter 80- bis 100facher Vergröfserung bleiben die Linien einfach und werden noch feiner als vorher; es ist deshalb nicht denkbar, dafs sich zwischen den umgränzten Partien Wasser befindet. Niemals wurde in dem klaren Eise eine Luftblase gesehen.

Etwas abweichend davon verhält sich die undurchsichtige Masse *a*. Betrachtet man Bruchstücke derselben, welche bis zur beginnenden Durchsichtigkeit abgeschmolzen sind, unter dem Mikroskop, so erkennt man ebenfalls sehr bald jene feinen Linien, welche in dem klaren Eise auffallen und eine Zusammensetzung aus kleineren Eisstückchen anzeigen. Jedes dieser Stückchen enthält eine Anzahl kugeliger Räume, welche mit Wasser angefüllt sind, und in jedem Wassertropfen befindet sich wieder eine viel kleinere Luftblase. Fig. 11 Taf. VIII soll ein solches Eisstückchen bei 80facher Vergröfserung darstellen. Die Undurchsichtigkeit entsteht also dadurch, dafs die Bestandtheile dreierlei Brechungscoëfficienten besitzen. Dafs

die Räume *d* mit Wasser erfüllt sind, zeigt sich deutlich im Augenblick des Abschmelzens, wo die Luftblase entweicht; das Bruchstück der Hohlkugel *d* ist dann noch kurze Zeit erkennbar, besitzt aber keine Abgränzung gegen das Wasser der Umgebung mehr. Es können natürlich auch die Wassertropfen nicht erst auf dem Tische des Mikroskopes entstanden seyn; denn wenn man unter 80facher Vergröfserung den Abschmelzungsprocefs verfolgt, so kann man deutlich sehen, dafs die Hohlräume von Anfang an gar keine Veränderung zeigen; auch die Luftblase *e* liegt ruhig an einer bestimmten Stelle. Erst wenn die Schmelzgränze bis an den Hohlraum herantritt, erfolgt die beschriebene Aenderung.

Es ist sehr merkwürdig, dafs nirgends gerade Linien auftreten, welche man als den Ausdruck von Krystallflächen ansehen könnte. Nichtsdestoweniger glaubte ich aus der im Allgemeinen radiären Anordnung schliefsen zu dürfen, dafs die optische Axe der — vielleicht ganz unausgebildet gebliebenen — Krystalle nach der Spitze des Kegels gerichtet sey. Um hierüber etwas zu erfahren, schnitt ich eine Platte des klaren Eises ungefähr parallel mit der Gränze *c* ab, und brachte sie auf das Polarisationsmikroskop (80fache Vergröfserung). Platten von etwa 2 Mllm. Höhe geben dann noch die Farben vierter und fünfter Ordnung; sind sie bis auf den dritten Theil etwa abgeschmolzen, so treten die brillanten Farben zweiter und dritter Ordnung auf. Aber die Erwartung, dafs eine solche Platte in allen Azimuthen dunkel bleiben müsse, bestätigte sich durchaus nicht. Wenn man ein Stück Eis in der Lage untersuchte, dafs der Strahl tangential (die Spitze des Hagelkorns als Kugelcentrum gedacht) durchging, so unterschied sich das Bild eigentlich durchaus nicht von dem der erstgedachten Platte. Diese vielfach wiederholten Versuche gaben immer dasselbe Resultat. Ebenso wenig kommt eine glatte Farbe des ganzen Gesichtsfeldes zu Stande. In der Regel nämlich begränzen die oben erwähnten feinen Linien ein Farbenfeld. Dreht



man den oberen Nicol so, dafs diefs dunkel wird, so ist das benachbarte Feld mittlerweile hell und andersfarbig geworden. Immer sieht man daher einzelne Theile des Gesichtsfeldes brillant gefärbt, andere dunkel.

Dieser Befund scheint darauf zu deuten, dafs die feinen Linien Eistheile umgränzen, in denen die optischen Axen unter den verschiedensten Winkeln gegen einander gerichtet sind. Harting beobachtete am 9. Sept. 1846 zu Utrecht die Structur des Hagels; er beschreibt, dafs das Eis aus Kügelchen zusammengesetzt war und dazwischen um so mehr Luft enthielt, je weifser und undurchsichtiger es war (Schmid, Meteorologie S. 776, Fig. 83). Nach seiner Abbildung mufs man schliefsen, dafs die Eiskügelchen *zwischen* sich Luft enthielten; diefs ist nach meiner Beobachtung durchaus nicht der Fall, sondern die feinen Linien bezeichnen die Umgränzung von Eisstücken, welche überhaupt keine Lücken zwischen sich frei lassen. Das im Innern der Eisstücke zurückgebliebene Wasser steht vermuthlich unter hohem Drucke, und wird durch die äufsere feste Eismasse am Krystallisiren gehindert seyn in Folge der schleunigen Erstarrung der ersteren. In der radiären Anordnung der Eisstücke des klaren Ueberzuges glaube ich einen Beweis dafür zu finden, dafs der undurchsichtige Eiskegel, dessen Schwerpunkt der Grundfläche näher als der Spitze liegen mufs, mit dieser Grundfläche voran fällt, und dafs sich auf ihr beim Durchschreiten wärmerer Luftschichten das neue Eis niederschlägt. In dem Eiskegel zusammengeklebte Schneemassen erblicken zu wollen, möchte nach jenem Befunde der mikroskopischen Untersuchung unzulässig seyn, da nirgends etwas von der bekannten gradlinigen Begränzung und den Krystallwinkeln des Schnees zu finden ist. Auch der Spitzenwinkel des Kegels ist nach Augenmaafs wohl immer gröfser als 60°, meistens 70 bis 80°.

Ich überzeugte mich übrigens einige Tage später auch noch (an aus dem Eiskeller geholten Eise eines stillstehenden Wassers) davon, dafs das Wintereis ebenfalls Li-

niensysteme erkennen läfst. Die Partikelchen sind aber erheblich gröfser als die des klaren Hageleises, namentlich länger und die Längsaxe derselben ist senkrecht zur Eisoberfläche gerichtet.

IX. *Wird durch das Strömen des Wassers ein elektrischer Strom erzeugt?* *von W. Beetz.*

(Aus den Sitzungsber. d. Münchener Akad. Mai 1872 vom Hrn. Verf. mitgetheilt.)

In der Sitzung vom 20. October 1871 hat Hr. Zöllner der K. Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften eine höchst sinnreiche Hypothese über den Ursprung des Erdmagnetismus vorgelegt: Die glühend flüssigen Massen, welche unter der Erdoberfläche hinströmen, erzeugen durch ihre Bewegung elektrische Ströme in der Richtung ihrer Bewegung, welche dann in der, verschiedene Punkte dieser Flüssigkeit leitend mit einander verbindenden, festen Oberflächenschicht die entgegengesetzte, d. h. ost-westliche Richtung haben. Nun haben zwar frühere Versuche, namentlich die von Quincke angestellten, das Vorhandenseyn solcher elektrischer Ströme nur dann gezeigt, wenn eine Flüssigkeit durch ein poröses Diaphragma hindurchgeprefst wurde; es war nicht gelungen in einem, dem Diaphragmenapparat ganz ähnlich construirten Apparate solche Ströme zu entdecken, sobald das Diaphragma fortgelassen wurde; indefs hat Hr. Zöllner selbst elektrische Ströme in solchen Röhren beobachtet, welche kein Diaphragma enthielten, so dafs er ganz allgemein den Satz ausspricht: dafs alle strömenden Bewegungen in Flüssigkeiten, besonders wenn dieselben theilweise mit starren Körpern in Berührung stehen, von elektrischen Strömen begleitet

sind, die sich, nach den bisher vorliegenden Thatsachen, vorzugsweise in der Richtung der strömenden Flüssigkeiten entwickeln.

Der Versuch, den Hr. Zöllner zuerst anstellte, war so angeordnet: die Kupferdrahtenden eines für Thermoströme eingerichteten Galvanometers von Sauerwald wurden in einen Kautschukschlauch geführt, durch welchen aus der Wasserleitung ein Strom von Wasser geleitet wurde, der in das unter dem Hahne befindliche, theilweise mit Wasser angefüllte und *nicht isolirte* Becken abflofs. Das Galvanometer zeigte durch eine Ablenkung von mehreren Scalentheilen stets einen Strom an, welcher im Wasser parallel der Strömung ging. Je weiter die beiden Stellen, an welchen die Drahtenden in den Schlauch gesteckt wurden, von einander entfernt waren, desto stärker wurde der Strom, so dafs die ganze strömende Wassermasse, ähnlich einer Volta'schen Säule, in allen ihren Schichten galvanisch thätig seyn mufste, wenn der beobachtete Strom kein Zweigstrom war. Die Enden des Galvanometerdrahtes brauchten übrigens gar nicht direct vom strömenden Wasser bespühlt zu werden; sie konnten durch Kupferbleche ersetzt werden, welche in seitliche Rohransätze gesteckt waren. Hr. Zöllner erklärt den Unterschied zwischen den Ergebnissen, zu denen er gelangte und den Angaben Quincke's vorzüglich durch den Umstand, dafs er seinen Wasserstrom ableitete, während der von Quincke angewandte vermuthlich isolirt war.

Das grofse Interesse, welches sich an die von Hrn. Zöllner gegebenen Erörterungen eines so wichtigen und zugleich so dunklen Gegenstandes knüpft, veranlafste mich, seine Versuche zu wiederholen und mannigfach zu modificiren. Wurden die Versuche ganz in der von Hrn. Zöllner angegebenen Weise angestellt, so führten sie, wie das nicht anders zu erwarten war, zu denselben Resultaten; diese liefsen aber eine andere Deutung zu. Der Hahn der Wasserleitung besteht aus Messing oder einer ähnlichen Legirung. Strömt nun das Wasser aus diesem Hahne

durch den Kautschukschlauch in das Wasser, welches sich in dem nicht isolirten Becken befindet, so steht der Messinghahn durch diese ganze Wassermasse mit dem Bleirohr der Wasserleitung in leitender Verbindung, d. h. es ist ein Volta'sches Element: Messing, Wasser, Blei hergestellt. Der Strom geht in diesem Elemente durch den Wasserstrahl vom Bleirohr zum Messinghahn. Werden nun die Galvanometerdrahtenden an zwei Stellen in den Wasserstrahl eingetaucht, so geht ein Zweigstrom durch das Galvanometer. Wenn man im Experimente nur diesen Zweigstrom wahrnimmt, denselben aber nicht als solchen betrachtet, sondern den Wasserstrom als selbsterregend ansieht, so scheint natürlich der elektrische Strom dieselbe Richtung zu haben, wie der Wasserstrom, nämlich vom Messinghahn zum Bleirohr. Ist der durch das Galvanometer gehende Strom aber wirklich ein Zweigstrom, so ist sofort klar, warum seine Intensität um so gröſser ist, je gröſser der Abstand der beiden Elektroden von einander genommen worden ist. Daſs bei dieser Gestalt des Versuches der elektrische Strom erst mit dem Flieſsen des Wassers entsteht, ist klar, denn so lange das Wasser nicht flieſst, ist das Messingbleielement nicht geschlossen, das Flieſsen dient also nur zur Stromschlieſsung.

Die Beweise, welche ich mir für die Richtigkeit meiner Anschauung beizubringen erlaube, sind folgende:

Ich füllte das Becken mit Wasser und tauchte das freie Schlauchende, ganz mit Wasser gefüllt, in dasselbe ein. Sofort war der Strom am Galvanometer sichtbar; er behielt aber unverändert seine Stärke, wenn der Hahn geöffnet wurde. Wenn die beiden Schlauchenden mit einander vertauscht wurden, so nahm der elektrische Strom im Galvanometer die entgegengesetzte Richtung an, das Wasser mochte ruhen oder flieſsen.

Ein groſses, isolirt aufgestelltes Zinkbecken wurde mit Wasser gefüllt und das freie Schlauchende unter diesem

geöffnet. Das Galvanometer gab jetzt keinen Strom an [1]), das Wasser mochte ruhen oder fliefsen. Wurde das Zinkbecken durch einen Draht leitend mit der Wasserleitung verbunden, oder wurde dem im Zinkbecken enthaltenen Wasser der Abflufs in das unter dem Hahne befindliche Becken gestattet, so war der Strom sofort wieder vorhanden; er verschwand aber sogleich, wenn das freie Schlauchende aus dem Wasser herausgehoben wurde.

Der Hahn wurde durch ein Zinkrohr verlängert, welches metallisch mit ihm verbunden war, das Zinkbecken wurde durch ein Kupferbecken ersetzt, welches wieder durch einen Draht mit der Wasserleitung verbunden war. Das freie Schlauchende tauchte in das Kupferbecken: Sobald diese Verbindung hergestellt war, gab das Galvanometer einen Strom an, dessen Richtung der des Wasserstromes entgegengesetzt zu seyn schien, der also jetzt, wenn der durch das Galvanometer fliefsende Strom als Zweigstrom betrachtet wird, in der Richtung vom Zink zum Kupfer durch das Wasser lief, ganz wie es die gegebene Volta'sche Combination erwarten liefs. Bestand sowohl die Hahnmündung, als das Becken aus Zink, so zeigte das Galvanometer kaum Spuren eines Stromes an, das Wasser mochte ruhen oder fliefsen, das Becken mochte isolirt oder abgeleitet seyn.

Nach diesen Ergebnissen darf ich bestimmt behaupten, dafs bei meinen Versuchen ein Strom, der durch die Bewegung des Wassers hervorgerufen wäre, durchaus nicht beobachtet werden konnte, und doch ist das angewandte Galvanometer von Sauerwald (wegen des grofsen Widerstandes der langen Wassersäulen mit den langdrähtigen Multiplicatoren versehen) von derjenigen Empfindlichkeit, welche man für elektrophysiologische Versuche irgend verlangen kann. Ich darf natürlich aus meinen Versuch noch

1) Die geringe Ungleichartigkeit der Elektroden bewirkte nur eine sehr geringe Ablenkung im Galvanometer, welche selbstverständlich ihre Richtung nicht mit der des Wasserstromes änderte.

nicht schliefsen, dafs es Hr. Zöllner nicht vielleicht doch mit Strömen anderen Ursprungs zu thun gehabt habe; der Gedanke liegt aber doch sehr nahe, dafs die Umstände unter denen wir Beide experimentirt haben, nahezu dieselben gewesen seyen, dafs namentlich auch bei ihm zwei verschiedene Metalle mit der Wassersäule in Berührung gekommen seyen, und dafs demnach auch in seinen Versuchen der beschriebene Zweigstrom eine Rolle gespielt habe. Jedenfalls wird Hr. Zöllner noch einwurfsfreiere Belege für das Vorhandenseyn von „Strömungsströmen" beibringen müssen, wenn er dieselben als Grundlage für eine so durchgreifende, wichtige Hypothese benutzen will.

X. *Beobachtung von Nebensonnen, Ringen und Berührungsbogen, insbesondere der weifsen Nebensonnen auf dem Horizontalkreise der Sonne; von J. G. Galle.*

Am Vormittage des 24. April d. J. zwischen 8^h und 9^h zeigte sich hier in Breslau ein sehr mannigfaltig ausgebildetes System von Nebensonnen, Ringen und Berührungsbogen, bestehend aus dem gewöhnlichen Ringe von 22° Halbmesser, dessen beiden Nebensonnen (welche bei der beträchtlichen Sonnenhöhe merklich aufserhalb des Ringes standen), dem oberen und unteren Berührungsbogen desselben, dem weifsen durch die Sonne gehenden Horizontalkreise und den beiden weifsen Nebensonnen auf diesem, während die Gegensonne *nicht* bemerkt wurde. Von dem grofsen Ringe von 47° Halbmesser waren nur die beiden infra-lateralen farbigen Berührungsbogen sichtbar, unterhalb des durch die Sonne gehenden weifsen Horizontalkreises. Gegen 9^h war die Erscheinung gröfstentheils ver-



schwunden, nur der obere Berührungsbogen des gewöhnlichen Ringes von 22° blieb mit geringen Unterbrechungen bis Mittag sichtbar, nach und nach die der Theorie entsprechenden verschiedenen Formen annehmend, welche in meiner Abhandlung über Höfe und Nebensonnen vom Jahre 1840 (in diesen Annalen XLIX) näher angegeben sind, mit der convexen Form beginnend und als ein nach unten concaver Bogen endigend.

Bei der grofsen Seltenheit und dem Mangel an genauen Messungen der *weifsen* Nebensonnen richtete ich während der ganzen Dauer des Phänomens meine Aufmerksamkeit vorzugsweis auf diese und nächstdem noch auf die ebenfalls seltenen seitlichen Berührungsbogen des Ringes von 47° Halbmesser. Die Azimute der weifsen Nebensonnen wurden dadurch ermittelt, dafs die vertical unter denselben gelegenen terrestrischen Objecte vermerkt und dann am Nachmittage deren Azimute bestimmt und mit den für die Sonne berechneten verglichen wurden. Auf diese Weise wurde gefunden:

1872 Apr. 24. m. Bresl. bürgerliche Zeit.

Vorm.	Höhe der ⊙	Azimut der ⊙	Azimut der Nebensonne rechts	links	Azimutal-abst. v. ⊙
8ʰ 12′	30°,8	288°,8	50°,1		121°,3
8 16	31 ,4	289 ,8	49 ,6		119 ,8
8 20	32 ,0	290 ,7	50 ,8		120 ,1
8 22	32 ,3	291 ,1		170°,6	120 ,5
8 24	32 ,6	291 ,6		171 ,6	120 ,0
8 29	33 ,3	292 ,7		173 ,4	119 ,3
8 34	34 ,0	294 ,0		174 ,6	119 ,4.

Bei einer Aenderung der Sonnenhöhe um mehr als 3° während der Dauer der Beobachtungen läfst sich daher ein Einflufs dieser Aenderung auf den Azimutalabstand der weifsen Nebensonnen nicht mit Sicherheit erkennen, auch nicht einmal dem Sinne nach, da die Messungen nothwendig innerhalb eines Grades unsicher sind. Als Mittelwerth erhält man:

Azimutalabst. d. Nebensonne rechts 120°,4 bei 31°,4 ⊙ Höhe
„ „ „ links 119 ,8 „ 33 ,0 „
„ „ „ im Mittel 120 ,1 „ 32 ,3 „

woraus dann ferner der Abstand von der Sonne in Bogen des gröfsten Kreises = 93°,8 folgt.

Erst nach Abschlufs dieser Beobachtungen wurde ich unter meinen früheren Untersuchungen über diese Gegenstände auf eine Publication wieder aufmerksam, nach welcher in der That schon vor 26 Jahren einmal eine Beobachtung eben derselben weifsen Nebensonnen, damals in Berlin, mir vorgekommen ist, bei welcher 9 Messungen von Abständen gelangen, nach gleicher Methode ausgeführt und etwa von gleichem Werthe wie die obigen. Dieselben finden sich in diesen Annalen LXXII, 351 und ergaben als Azimutalabstand im Mittel

120°,2 bei 32°,6 Sonnenhöhe.

Die Uebereinstimmung mit den obigen Messungen ist daher eine vollständige, wobei jedoch zu bemerken ist, dafs eben auch die Sonnenhöhe genau dieselbe war, und dafs hiernach Sonnenhöhen von 30° bis 34° für die Bildung dieser weifsen Nebensonnen besonders günstig zu seyn scheinen.

Was die seitlichen Berührungsbogen des Ringes von 47° unterhalb des weifsen Horizontalkreises betrifft, so waren dieselben zwar nicht sehr lebhaft, hatten jedoch deutlich gesonderte Farben und waren nur wenige Grade lang, nahezu geradlinig (Bogen gröfster Kreise), so dafs der Sinn der Krümmung, ob convex oder concav zum Ringe, nicht sicher erkannt werden konnte; im übrigen war von dem Ringe von 47° selbst nichts zu bemerken. Die Abstände der Mitten dieser sonach als kurze farbige geneigte Streifen erscheinenden Berührungsbogen vom Mittelpunkte der Sonne wurden mittels eines Octanten (ohne Fernrohr), wie folgt, gemessen:



	Berührungsbogen links (8^h 39')			rechts (9^h 4')
	1.	2.	Mittel.	
roth	46° 24'	46° 19'	46° 22'	46° 22'
gelb	46 55	46 42	46 48	—
blau	47 9	47 24	47 16	—

Um diese sieben einzelnen Messungen in ein Mittel zu vereinigen, welches sich auf den hellsten Theil des Spectrums (gelb) bezieht, ist (unter Benutzung der in meiner oben angeführten Abhandlung über Höfe und Nebensonnen S. 27 gefundenen Brechungsverhältnisse der Schneekrystalle) jede Messung des Roth um 42' zu vergröſsern, jede das Blau um 1° 22' zu vermindern, und man erhält als reducirte Werthe, die obige Reihenfolge beibehaltend:

Ber. Bog. links.		rechts.
47° 6'	47° 1'	47° 4'
46 55	46 42	—
45 37	45 52	—

oder im Mittel aus diesen sieben Bestimmungen als Halbmesser des Berührungspunktes in dem Ringe von 47° (für den hellsten Theil, das Gelb):

46° 37'.

Ueber die Lage des Berührungspunktes dieser seitlichen Berührungsbogen in der Peripherie des Ringes versuchte ich dadurch eine Bestimmung zu erlangen, daſs ich die Neigung der den Berührungspunkt mit der gewöhnlichen farbigen Nebensonne verbindenden Linie gegen den Horizontalkreis auf nahe 60° abschätzte. Die farbige Nebensonne N befand sich bei der Sonnenhöhe 32°,3 in etwa 25°,5 Distanz von der Sonne S. Nennt man also den obigen Berührungspunkt B, so ist in dem sphärischen Dreiecke SNB bekannt:

$$SN = 25°,5, \quad SB = 46°,6, \quad SNB = 120°.$$

Man findet daher den Winkel an der Sonne $NSB = 35°$. Die Berührungspunkte lagen hiernach 25° unter dem weiſsen Horizontalkreise und waren, auf der Peripherie des Ringes von 47° gemessen, in der unteren Hälfte desselben

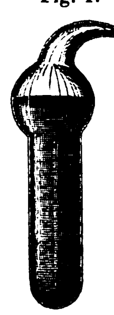
110° von einander oder zu beiden Seiten des untersten Punktes des Ringes je 55° von diesem entfernt.

Nach den bisher vorhandenen sehr wenig zahlreichen und gröſstentheils sehr unsicheren Beobachtungen der weiſsen Nebensonnen und der seitlichen Berührungsbogen des Ringes von 47° scheinen beide Phänomene meist gleichzeitig sich zu zeigen, dürften also gleichen Flächen-Combinationen der Krystalle ihren Ursprung verdanken; bei meiner eigenen früheren Beobachtung von 1846 ist jedoch (Ann. LXXII, 351) bemerkt, daſs in diesem Falle von dem Ringe von 47° *nichts* wahrgenommen wurde. Für die bisher noch etwas zweifelhaften theoretischen Erklärungen beider Phänomene dürfte die Erlangung dieser genaueren Beobachtungen gegenwärtig eine etwas bestimmtere Entscheidung gestatten, besonders wenn auch genauere Messungen bei noch andern Sonnenhöhen gelingen sollten.

XI. *Apparat zur Demonstration eines Gefrierverzugs beim Wasser; von Dr. G. Krebs.*

In einem früheren Aufsatz [1]) habe ich einen Apparat beschrieben, welcher dazu dienen kann, um Siedverzüge in gröſserem Maaſsstabe herzustellen.

Fig. 1.



Denselben Apparat kann man aber auch benutzen, um Gefrierverzüge zur Anschauung zu bringen. Der Apparat besteht einfach aus einer mit einer Kugel versehenen Glasröhre (Fig. 1), welche bis etwa in die Mitte der Kugel mit ausgekochtem destillirten Wasser (ohne Weingeistzusatz) gefüllt ist. Die Art, wie die Röhre gefüllt wird, ist in dem angezogenen Aufsatze dargelegt.

Will man nun einen Versuch mit dem Apparate anstellen, so stellt man ihn nebst

1) Pogg. Ann. Bd. CXXXVI, S. 144. 1869.



einer gleichen, offenen, mit nicht ausgekochtem Wasser bis in Mitte der Kugel gefüllten Glasröhre (Fig. 2) erst kurze Zeit in ein Gefäfs mit Wasser, damit beide sicher gleiche Temperatur erlangen und beide darauf in eine Kältemischung, z. B. in eine Mischung von Wasser und salpetersaurem Ammoniak. Nach kurzer Zeit fängt das gewöhnliche Wasser in der offenen Röhre zu frieren an, während das luftfreie in der geschlossenen noch völlig klar ist. (Stellt man die beiden Röhren nahe an die Wand eines mit der Kältemischung gefüllten Becherglases, so kann man von Aufsen durch die Wand des Becherglases hindurchsehen, wann das gewöhnliche Wasser zu frieren beginnt). Nimmt man nun beide Röhren aus der Kältemischung heraus, so kann man leicht das Auditorium von dem Vorhandenseyn eines Gefrierverzugs überzeugen. Die kleine Erschütterung, welche das luftfreie Wasser beim Herausnehmen aus der Kältemischung erfährt, ist nicht ausreichend um das Wasser zum Frieren zu bringen. Fafst man aber die Röhre oben an der Umbiegung und bewegt sie stofsweise von oben nach unten, so friert das Wasser sofort und zwar von oben nach unten. Man kann auch wohl beide Röhren noch einmal auf einige Minuten in die Kältemischung stellen, bis das gewöhnliche Wasser schon ziemlich dick gefroren ist und dann erst die Röhren herausnehmen und durch Schütteln das luftfreie Wasser zum Frieren bringen. Selbstverständlich aber wird auch das luftfreie Wasser, wenn man es zu lange der Kälte ausgesetzt läfst, schliefslich von selbst zum Frieren kommen.

Fig. 2.

Das aus luftfreiem Wasser sich bildende Eis ist bekanntlich sehr feinfaserig und zugleich sieht man nur hie und da an den Enden der Fasern winzige Luftbläschen; während das Eis, welches aus gewöhnlichem Wasser krystallisirt, von viel gröberer Structur ist und zahlreiche Luftblasen einschliefst.

Der beschriebene Apparat ist also wohl geeignet, einem

gröfseren Auditorium die Möglichkeit der Ueberkaltung des Wassers deutlich zu zeigen; zudem ist er einfach und billig herzustellen und kann, einmal fertig, jeden Augenblick wieder zu einem neuen Versuch benutzt werden.

XII. *Ein elektrischer Versuch.*

Bringt man zwei auf den Kugeln des Henley'schen allgemeinen Ausladers befindliche Phosphorstücke in gleiche Entfernung von einer Lichtflamme des isolirten Tischchens und setzt die Kugeln in Verbindung mit dem positiven und negativen Conductor einer mäfsig bewegten Elektrisirmaschine bei schwachem Druck der Reibzeuge, so brennt nach kurzer Zeit jedesmal der negative Phosphor, indem die für sich positive Flamme nach der negativen Kugel sich neigend diese stärker erwärmt. Befinden sich dagegen die beiden Phosphorstücke unter gleichen Umständen zwischen einem Stück brennenden Phosphors, so brennt sehr bald der positive Phosphor. Zudem wirft sich die bis zur Decke des Zimmers reichende Wolke der phosphorigen Säure auch bei beträchtlicher Länge des positiven Conductors in Form eines verschwindenden Nebels an den Conductor und bildet an diesem eine Verbindung der Phosphorsäure mit dem Metall (F. Strehlke im Programm der Petrischule zu Danzig 1871).

A. W. Schade's Buchdruckerei (L. Schade) in Berlin, Stallschreiberstr. 47.

1872. ANNALEN № 8.
DER PHYSIK UND CHEMIE.
BAND CXLVI.

I. *Ueber die Messung von Rotationsgeschwindigkeiten;*

von Alois Schuller,
Assistent am physikal. Kabinet der Universität Heidelberg.

I. Unter den Bewegungen, welche einer genauen Bestimmung fähig sind, nimmt die Pendelbewegung eine hervorragende Stellung ein. Das hat seinen Grund in dem Umstande, daſs man zur Vergleichung der Schwingungsdauer zweier Pendel die Methode der Coincidenz anwenden kann. Eine constante Rotation, die in vielen Gebieten Anwendung findet, läſst, falls man sie mit hinreichender Genauigkeit herstellen kann, einen ähnlichen Grad der Schärfe in ihrer Bestimmung zu, wie die Schwingungsdauer eines Pendels, weil man, mit einigen Aenderungen, die Methode der Coincidenz auch hier anwenden kann.

Um dieſs einzusehen, nehmen wir an, wir hätten eine constante Rotation um eine horizontale Axe. Sey mit der Axe eine kreisförmige Scheibe fest verbunden, welche zur



Hälfte aus rothem, zur Hälfte aus grünem Glase besteht, und zum Theil mit schwarzem Papier bedeckt ist, so, daſs ungefähr drei gleiche Theile gebildet sind, wie in der nebenstehenden Figur angedeutet ist. Sey ferner an dem Pendel einer astronomischen Uhr, welche Secunden schlägt, ein kleiner schwarzer Schirm mit einem Spalte so angebracht, daſs dieser in der Ruhelage des Pendels vertical steht und in einer Ebene liegt

mit der horizontalen Rotationsaxe. Endlich soll in der Ruhelage des Pendels ein weifser Lichtstrahl durch den Spalt parallel zur Rotationsaxe auf die farbigen Glasplatten fallen, und wenn er durchdringt, von einem Fernrohre aufgenommen werden. Wenn dann die Rotationsaxe ruht, oder in jeder Secunde eine ganze Zahl von Umdrehungen vollführt, während das Pendel seine Schwingungen macht, so sieht der Beobachter im Fernrohr in jeder Secunde einmal einen leuchtenden Punkt von derselben Farbe aufblitzen, denn das Licht fällt immer auf dieselbe Stelle der Glasplatten. Wenn hingegen die Umdrehungszahl etwa um $\frac{1}{10}$ gröfser ist, als eine ganze Zahl, so fällt das Licht immer auf andere Stellen der Glasplatten, es tritt nothwendig ein Farbenwechsel ein, der sich immer nach 10 Secunden wiederholt. Es macht auf den Beobachter denselben Eindruck, wie wenn sich die Axe in 10 Secunden einmal drehen würde. Man kann nun bei irgend einer Umdrehungsgeschwindigkeit die Zeit von einem Farbenwechsel zum anderen beobachten, und hat dann ein Mittel zur Berechnung der genauen Rotationsgeschwindigkeit, wenn der ungefähre Werth in ganzer Zahl schon bekannt ist. Die Aufeinanderfolge der Farben bei einem Farbenwechsel läfst keinen Zweifel über das Vorzeichen der Correction, welche an der ganzen Zahl angebracht werden mufs, dasselbe ist positiv, wenn die scheinbare Bewegung im Sinne der wirklichen Bewegung vor sich geht, und negativ im anderen Falle. Ist n die in ganzer Zahl ausgedrückte annähernde Rotationsgeschwindigkeit, ϱ die Zahl der Secunden von einem bis zum anderen Farbenwechsel, so ist $n \pm \frac{1}{\varrho}$ die genaue Rotationsgeschwindigkeit.

Bei den zu beschreibenden Versuchen war die Rotationsachse vertikal, und die Einrichtung des Apparates die folgende. Die Rotation wurde hervorgebracht durch einen elektromagnetischen Apparat, der nach dem, von **Helmholtz** angegebenen, in der Abhandlung „Ueber die zu

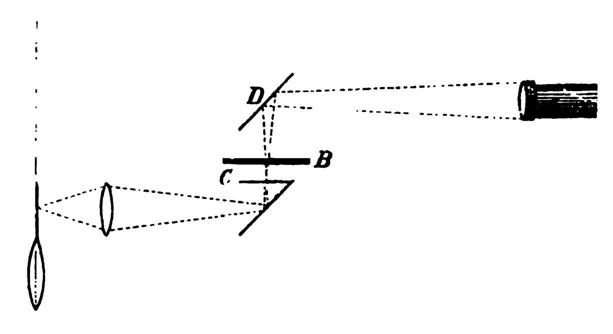


einer Gesichtswahrnehmung nöthige Zeit" (Bd. LVIII d. Sitzb. d. K. Akad. d. Wiss.) von Sigmund Exner veröffentlichten, construirt ist. Nur ist der Regulator von dem rotirenden Elektromagneten abgetrennt, auf einer selbstständigen Axe befestigt und mit einem etwa drei Kilo wiegenden Schwungrade versehen. Die Uebertragung der Bewegung geschieht durch einen Faden ohne Ende *F*. In der Fig. I Taf. IX ist der Regulator *RR* und das Schwungrad *S* nebst später zu erwähnenden, an seiner Axe *A* angebrachten Theilen dargestellt, während der elektromagnetische Apparat weggelassen ist. Der Strom, welcher den rotirenden Elektromagneten umfliefst, wird mittelst der Quecksilberrinnen *Q* und der eintauchenden Platindrähte durch den Regulator geleitet, und erleidet hier eine Unterbrechung, so oft die Rotationsgeschwindigkeit eine gewisse Gröfse überschreitet. Durch diese Anordnung ist eine gröfsere Gleichmäfsigkeit der Rotation erreicht, die sich schon darin zeigt, dafs es nicht gelingt, das Klappern des Regulators zu hören.

An der Axe *A* sind die halbkreisförmigen, einen Kreis bildenden, farbigen Glasplatten *B* befestigt. Das Gestelle der Axe trägt einen horizontalen Schirm *C* mit einem Spalte, der, wie die Trennungslinie der Glasplatten, zur Axe senkrecht steht.

Der vertikale Spalt am Uhrpendel wird in seiner Ruhelage grell beleuchtet, dadurch, dafs eine Linse das Bild einer schmalen Petroleumflamme auf ihm entwirft. Ein kleiner Spiegel, der unmittelbar hinter dem Pendel befestigt ist, ermöglicht dieses. Von diesem Spalte wird, wie bei einer Anordnung, die Bessel bei seinen Pendelversuchen benutzte, mit Hülfe einer Linse ein Bild auf dem Spalte des Schirmes *C* entworfen, was wieder durch einen kleinen Spiegel erreicht ist, der unmittelbar unter dem Schirme *C* angebracht ist. Nachdem das Licht diesen Spalt passirt hat, dringt es durch die farbigen Gläser (oder wird, in der Nähe der einen Trennungslinie, von dem schwarzen Papiere aufgefangen), fällt dann auf einen Spiegel *D*, und schliefs-

lich in ein Fernrohr, welches auf den letztgenannten Spalt eingestellt ist. In der nebenstehenden schematischen Zeichnung ist der Gang der Lichtstrahlen vom Spalte des Uhrpendels angefangen, dargestellt.



Die Beobachtung geschieht nun hier genau so, wie sie bei der früher gedachten einfacheren Einrichtung geschehen würde. Selbstverständlich wird man sich dabei nicht mit einer einzelnen Beobachtung begnügen, sondern man wird, wie bei anderen Anwendungen der Methode der Coincidenz, eine grofse Zahl von Bestimmungen machen, und daraus das Mittel nehmen. Man hält sich am besten an den Vorschlag von Gaufs, indem man mit Unterbrechungen beobachtet, und die inzwischen eingetretene Zahl von Epochen berechnet, wie in der „Anleitung zur Bestimmung der Schwingungsdauer einer Magnetnadel“ (Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins 1837) angegeben ist.

Die Beobachtung lehrt unmittelbar nur die Correction $\frac{1}{\varrho}$ kennen, die Kenntnifs der angenäherten Rotationsgeschwindigkeit mufs auf andere Weise ermittelt werden. Man kann zu dem Ende, wie man häufig zu thun pflegt, einen langen Faden ohne Ende mit einer schwarzen Marke über eine Rolle der Rotationsaxe und eine andere Rolle leiten, und aus der Zeit eines vollen Umlaufes und den Dimensionen auf die Rotationsgeschwindigkeit schliefsen. Man kann aber auch ein- für allemal bestimmen, welche

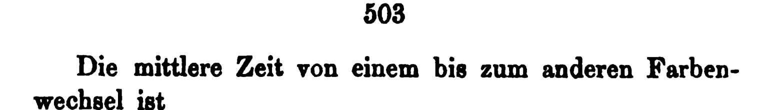
Rotationsgeschwindigkeiten den verschiedenen Einstellungen der Mikrometerschraube des Centrifugalregulators entsprechen. Dabei kann man so verfahren: Man stellt die Mikrometerschraube so ein, dafs in der Secunde ungefähr eine Umdrehung vollführt wird. Durch das Fernrohr sehend, kann man aus der Aufeinanderfolge der Farben beurtheilen, ob die Umdrehungsgeschwindigkeit gröfser oder kleiner ist als eins. Von da ab dreht man die Schraube jedesmal etwa um ein Zehntel ihres Umfanges und notirt jedesmal die Zeit von einem zum anderen Farbenwechsel und die Farbenfolge. Sobald sich diese ändert, nähert man sich einer ganzzahligen Rotationsgeschwindigkeit, hat man dann diese übersprungen, so hat sich die Farbenfolge wieder geändert. Eine so erhaltene Tabelle ist diese:

Stand der Schraube	Zwischenzeit	Farbenfolge	Rotationsgeschwindigkeit
—0,20	7	grünroth	
. . .	∞	. . . .	1
—0,15	17	rothgrün	
—0,10	2	unbestimmt	
—0,00	2		
+0,10	9	grünroth	
0,15	∞	. . . .	2
0,20	8	rothgrün	
0,30	2		
0,40	2	unbestimmt	
0,50	2		
0,60	6	grünroth	
0,70	∞	. . . .	3
0,80	5	rothgrün	
0,90	2		
1,00	2	unbestimmt	
1,10	2		
1,20	4	grünroth	
1,30	6	grünroth	
1,40	25	grünroth	
. . .	∞	. . . .	4
1,50	14	rothgrün	
1,60	5	rothgrün	
1,70	4	rothgrün	
1,80	2	unbestimmt	
1,90	2		

Stand der Schraube	Zwischenzeit	Reihenfolge	Rotations-geschwindig-keit
2,00	3	grünroth	
2,10	4	grünroth	
2,20	6	grünroth	
2,30	11	grünroth	
2,40	∞	. . . .	5
2,50	10	rothgrün	

Die folgende Tabelle enthält die Resultate einer Beobachtungsreihe, die zur genauen Bestimmung einer Rotationsgeschwindigkeit angestellt wurde. Der Zeiger der Mikrometerschraube stand auf 2,43, die Farbenfolge war rothgrün, mithin war, der obigen Tabelle gemäfs, die Rotationsgeschwindigkeit etwas gröfser als 5.

Ordnungszahl	Zeit Min.	Zeit Sec.	Mittel der Zwischenzeit
0	32	33	
1	33	9	
2	. .	45	36,0s
3	34	21	
4	. .	57	
11	39	9	
12	. .	45	
13	40	21	36,5s
14	. .	57	
15	41	35	
22	45	49	
23	46	25	
24	47	1	36,0s
25	. .	37	
26	48	13	
33	52	31	
34	53	7	
35	. .	43	36,0s
36	54	19	
37	. .	55	
44	59	13	
45	. .	49	
46	60	25	36,5s
47	61	3	
48	. .	39	



Die mittlere Zeit von einem bis zum anderen Farbenwechsel ist

$$\frac{29^m 6^s}{48} = \frac{1746}{48} = 36^s{,}37,$$

also die mittlere Rotationsgeschwindigkeit

$$5 + \frac{1}{36{,}37} = 5{,}02749$$

Um ein Urtheil zu bekommen über die bei diesem Versuche stattgehabte Gleichmäſsigkeit der Rotation, vergleichen wir die aus je zwei auf einander folgenden Gruppen berechneten Rotationsgeschwindigkeiten, welche in der folgenden Zusammenstellung enthalten sind.

Gruppen	Mittel der Zeit	Rotationsgeschwindigkeit
1 und 2	37^m 4^s	5,0276
2 und 3	43 41	5,0275
3 und 4	50 22	5,0274
4 und 5	57 5	5,0278

Man bemerkt eine regelmäſsige, wenn auch sehr geringe Aenderung der Rotationsgeschwindigkeit; man kann aber erwarten, daſs die Gleichmäſsigkeit noch mehr angenähert werden kann, wenn alle schädlichen Einflüsse, so weit es möglich ist, vermieden werden.

Während der Ausführung dieser Beobachtung wurde das Zimmer geheizt, und es konnten merkliche Temperaturschwankungen eintreten, die auf die Wirksamkeit des Regulators groſsen Einfluſs haben müssen. Ferner wurde die Feder des Centrifugalregulators kurz vorher angespannt, es konnten also auch bedeutende elastische Nachwirkungen auftreten.

Um nun die Genauigkeit in der Messung der Rotationsgeschwindigkeit beurtheilen zu können, nehmen wir an, daſs zu Anfang und zu Ende der Beobachtung ein Fehler von je einer Secunde in der Bestimmung der Zeit begangen wäre, so daſs der gesammte Fehler zwei Secunden betrüge. Die so berechnete mittlere Zwischenzeit wäre

$$\frac{1744}{48} = 36^s{,}33$$

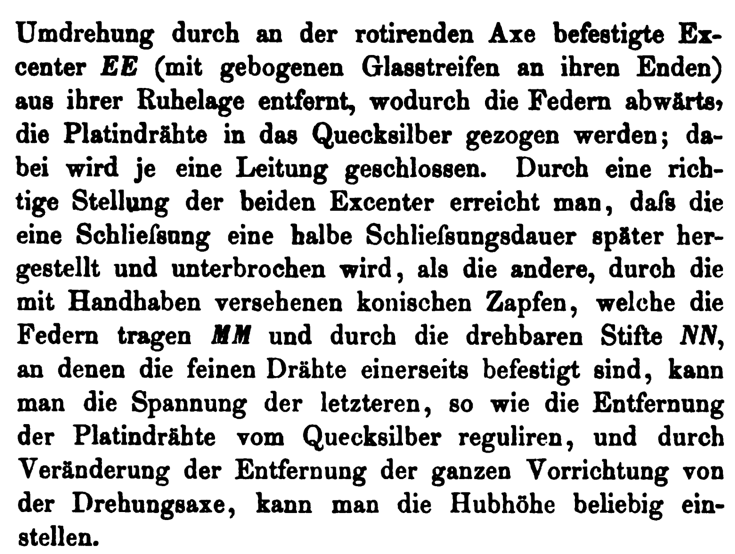
und die entsprechende Rotationsgeschwindigkeit 5,02752
während die früher gefundene ist 5,02749
Der Unterschied beträgt 0,00003

Man kann hieraus entnehmen, welcher Genauigkeit diese Bestimmung fähig ist; insofern hier etwas ähnliches, wie die Abnahme der Amplitude bei Schwingungen nicht vorkömmt, ist sie gar keiner Beschränkung unterworfen, denn man kann hier die Beobachtungszeiten ganz beliebig ausdehnen.

II. Wenn man sich nur von der Gleichmäſsigkeit einer Rotation überzeugen will, oder das Verhältniſs von Rotationsgeschwindigkeiten, nicht ihre Gröſse selbst, bestimmen soll, so kann man sich auch der folgenden Methode bedienen.

Man läſst von der Axe bei jeder Umdrehung zwei Stromesleitungen in geeigneten Augenblicken schlieſsen und öffnen, von denen die eine, die primäre, ein constantes Element und eine Drahtrolle enthält, die andere aber, die secundäre, eine Drahtrolle in der Nähe der ersteren und den Multiplicator eines Galvanometers umfaſst. Ist die secundäre Leitung etwa nur geschlossen in den Augenblicken der Schlieſsung, nicht in denen der Unterbrechung der primären Leitung, so hat der inducirte Strom in der secundären Leitung immer dieselbe Richtung, und die dadurch bewirkte Ablenkung der Galvanometernadel kann als Maaſs dienen für die Rotationsgeschwindigkeit. Eine Vorrichtung, welche dieses Schlieſsen und Oeffnen bewirkt, ohne dabei der Rotation einen nennenswerthen Widerstand entgegen zu setzen ist in der Fig. 1 Taf. IX unter *HH* dargestellt.

Ihren Hauptbestandtheil bilden leichte Federn *KK* (aus Uhrfedern gemacht), welche durch feine Drähte *LL* angespannt werden so, daſs an ihren Enden befindliche Platindrähte einige Millimeter über Quecksilber stehen. Die horizontalen Theile jener feinen Drähte werden bei jeder



Umdrehung durch an der rotirenden Axe befestigte Excenter *EE* (mit gebogenen Glasstreifen an ihren Enden) aus ihrer Ruhelage entfernt, wodurch die Federn abwärts, die Platindrähte in das Quecksilber gezogen werden; dabei wird je eine Leitung geschlossen. Durch eine richtige Stellung der beiden Excenter erreicht man, daſs die eine Schlieſsung eine halbe Schlieſsungsdauer später hergestellt und unterbrochen wird, als die andere, durch die mit Handhaben versehenen konischen Zapfen, welche die Federn tragen *MM* und durch die drehbaren Stifte *NN*, an denen die feinen Drähte einerseits befestigt sind, kann man die Spannung der letzteren, so wie die Entfernung der Platindrähte vom Quecksilber reguliren, und durch Veränderung der Entfernung der ganzen Vorrichtung von der Drehungsaxe, kann man die Hubhöhe beliebig einstellen.

Bei 2 bis 4 Umdrehungen in der Secunde erfüllt diese Vorrichtung ihren Zweck allein, bei 5 bis 6 Umdrehungen muſste zur Verhütung der starken Funken, welche das Quecksilber sehr bald verunreinigen, in der primären Leitung eine Nebenschlieſsung angebracht werden. Diese durfte nicht polarisirbar seyn; sie bestand aus amalgamirten Zinkstäben, die in Zinkvitriollösung tauchten, und absorbirte nur etwa 0,5 Proc. der Stromstärke. Bei dieser Anordnung konnte der Apparat Wochen lang benutzt werden, ohne daſs das Quecksilber erneuert werden muſste; nur waren, wie bei jeder alternirenden Schlieſsung rathsam ist, die Enden der Platindrähte amalgamirt.

Den constanten Strom lieferte ein Daniell'sches Element, dessen Flüssigkeiten durch gleichmäſsigen Zu- und Abfluſs fortwährend erneut wurden.

Eine zu beschreibende Versuchsreihe wurde in der Weise ausgeführt, daſs bei den verschiedenen Einstellungen der Regulatorschraube, welche nahezu ganzzahligen Rotationsgeschwindigkeiten entsprechen, die durch den inducirten Strom hervorgebrachte Ablenkung der Galvanometernadel beobachtet und gleichzeitig die Rotationsge-

schwindigkeit gemessen wurde. Zu dem Ende mufste man nur abwechselnd durch zwei Fernrohre sehen, und jedesmal die Zeit, welche dem Farbenwechsel entsprach, und den Stand der Galvanometernadel notiren. Unmittelbar vor- und nachher wurde die Ruhelage der Galvanometernadel beobachtet.

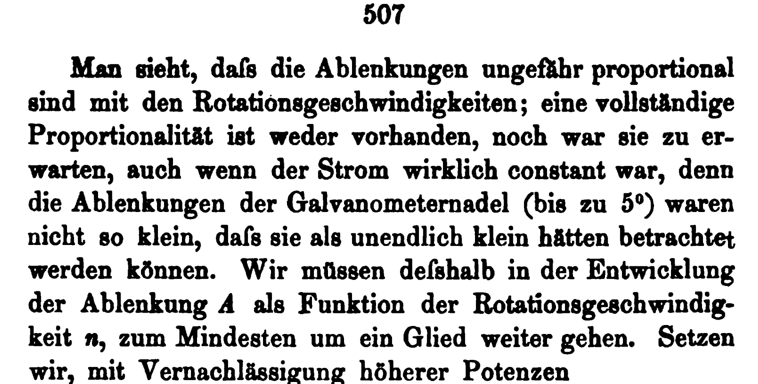
Die Resultate einer so ausgeführten Beobachtung sind in der nachstehenden Zusammenstellung enthalten.

Rotationsapparat			Galvanometer	
Stand der Schraube	Farbenfolge	Zeit m s	Ablesung	Ruhelage
1,47	rothgrün	. . . .	. . . .	479,9
		16 31	788,7	
		49	. . 8,9	
		17 8	. . 8,8	
		26	. . 8,6	
		45	. . 8,8	
		18 3	. . 8,5	
		21	. . 8,7	
		39	. . 9,0	
		57	—	
				479,9

Hieraus folgt die mittlere Ablenkung 308°,9 und die entsprechende Rotationsgeschwindigkeit, mit Zuhülfenahme der ersten Tabelle, zu 4,055.

Eine so ausgeführte Versuchsreihe lieferte die folgenden Zahlen.

Zeit m	n Rot. Geschw.	A Ablenkung
0	6,063	458,5
9	5,054	384,2
18	4,055	308,9
25	3,075	235,1
34	2,058	157,5



Man sieht, dafs die Ablenkungen ungefähr proportional sind mit den Rotationsgeschwindigkeiten; eine vollständige Proportionalität ist weder vorhanden, noch war sie zu erwarten, auch wenn der Strom wirklich constant war, denn die Ablenkungen der Galvanometernadel (bis zu 5°) waren nicht so klein, dafs sie als unendlich klein hätten betrachtet werden können. Wir müssen defshalb in der Entwicklung der Ablenkung A als Funktion der Rotationsgeschwindigkeit n, zum Mindesten um ein Glied weiter gehen. Setzen wir, mit Vernachlässigung höherer Potenzen

$$A = an + bn^3,$$

wo a und b Constanten bedeuten, berechnen diese, indem wir die erste und letzte Reihe der obigen Zahlen einsetzen; und dann mit der so erhaltenen Formel die den übrigen Rotationsgeschwindigkeiten entsprechenden Ablenkungen, so erhalten wir die in der folgenden Tabelle enthaltenen Zahlen:

Rotationsgeschwindigkeit	Ablenkung		Diff.
	beobachtet	berechnet	
5,054	384,2	383,8	0,4
4,055	308,9	308,9	0,0
3,075	235,1	234,9	0,2

Die hier auftretenden Differenzen lassen sich aus den Beobachtungsfehlern, den Aenderungen der Stromstärke und des Erdmagnetismus hinreichend erklären. Dabei möge bemerkt werden, dafs der Strom nur während der Beobachtungen, nicht in den Zwischenzeiten geschlossen war, und erst einige Zeit nach der Aufstellung des Elementes benutzt wurde.

Diese Arbeiten wurden ausgeführt unter der Leitung und beständigen Unterstützung des Hrn. Prof. Kirchhoff, für welche ich meinen innigst gefühlten Dank auszusprechen nicht unterlassen kann.

Heidelberg, den 15. April 1872.

II. Versuche über Fluorescenz; von E. Hagenbach.

(Schlufs von S. 405.)

(Schlufs von S. 405.)

36. Blattgrün.

Meine Untersuchungen über die optischen Eigenschaften des Blattgrüns habe ich schon gesondert publicirt. Die seiner Zeit gefundenen Resultate sind im Wesentlichen folgende:

In Bezug auf Gränzen und Maxima der Fluorescenz und das diesen entsprechende Absorptionsspectrum sind die Lösungen des frischen und modificirten Chlorophylls zu unterscheiden. Da ich anfänglich häufig Gemenge von beiden untersuchte, so habe ich die Nummern der Fluorescenzstreifen oder Maxima der Fluorescenz so gewählt, dafs sie beide umschliefsen. Es möchte wohl, wie es seither auch andere Autoren gethan haben, consequenter seyn, für frisches Chlorophyll und für modificirtes Chlorophyll wie für zwei verschiedene Substanzen besonders zu numeriren; allein um keine Verwirrung hineinzubringen werde ich auch in diesen Nachträgen an meine früheren Beizeichnungen mich halten.

Wenn eine frische Chlorophylllösung im Spectrum beobachtet wird, so sieht man sechs Streifen von stärkerer Fluorescenz, welche durch Stellen schwächerer Fluorescenz von einander getrennt sind. Für die Lage derselben habe ich in meiner früheren Arbeit folgende Zahlen meiner Scale angegeben, denen ich hier noch in Klammern die entsprechenden Zahlen der Bunsen'schen Scale beifüge:

Streif	Anfang	Ende
I.	53 (26)	96 (34)
II.	130 (40)	171 (47)
III.	198 (52)	236 (59)
IV.	270 (64)	309 (71)
VI.	428 (91)	543 (111)
VII.	600 (121)	1071 (204)

Die erste Zahl 53 bedeutet den Anfang der Fluorescenz überhaupt, etwas stark wird die Fluorescenz erst etwa bei 70 (29). Das entsprechende gilt für die letzte Zahl 1071, welche das Ende der Fluorescenz auf der violetten Seite bedeutet.

Unter obigen Streifen ist bei weitem am hellsten Streif I; die Reihenfolge der übrigen Streifen nach ihrer Intensität ist in Folge einer Schätzung VII, VI, II, III, IV.

Die Absorptionserscheinungen sind diesen Fluorescenzerscheinungen genau entsprechend. Durch eine Zeichnung habe ich versucht, die Absorption des Spectrums beim Eindringen in eine frische aetherische Chlorophylllösung zu versinnlichen und den Absorptionsstreifen habe ich die gleichen Nummern wie den entsprechenden Fluorescenzstreifen gegeben.

Für die Lösung des modificirten Blattgrüns habe ich folgende Abweichungen angegeben:

Vorerst haben wir einen neuen Streif, der die Nummer V bekommen hat; er geht von 331 (75) bis 401 (86). Weiter wurde angegeben, daſs Streif I etwas mehr nach Roth hin liege; daſs Streif III hingegen etwas nach der Seite von Violett verschoben sey und von 221 (56) bis 241 (60) gehe; daſs ferner die Streifen VI und VII nicht als zwei selbstständige Streifen vorhanden seyen, sondern daſs nach *F* nur noch *ein* Streif liege.

Die Reihenfolge der Streifen der Stärke nach ist bei dem modificirten Blattgrün auch eine andere; Streif I ist zwar auch hier bei weitem am stärksten; dann folgen der Stärke nach VII, IV, V, II, III; dieser letztere ist hier ganz schwach.

Auch hier entspricht die Absorption genau der Fluorescenzerscheinung und die Absorptionsspectren muſsten hauptsächlich dazu dienen, die veränderte Lage der Streifen zu bestimmen.

Das Fluorescenzspectrum wurde seiner Zeit nur für eine

frische aetherische Lösung bestimmt; und ich beschrieb dasselbe als bestehend aus zwei rothen ungefähr gleich breiten an einander liegenden Streifen, von welchen der erste weniger brechbare den zweiten bedeutend an Helligkeit übertrifft, und welche durch ein schmales Minimum von einander getrennt sind; die Messung ergab damals für den Anfang 65 (28), für die Gränze, wo die beiden Streifen durch das Minimum von einander getrennt sind, 89 (33) und für das Ende 117 (38).

Die alkoholische und ätherische Lösung erklärte ich in optischer Beziehung für identisch.

In Betreff des festen Chlorophylls, wie es in den Blättern vorkommt oder aus einer Lösung niedergeschlagen ist, erklärte ich, daſs dasselbe nicht fluorescire, und daſs das Absorptionsspectrum des festen Chlorophylls ganz anders sey als das der Lösung, nämlich nur aus *einem* Absorptionsstreifen bestehe, der ganz stark von 57 (27) bis 85 (32) und noch schwach bis 108 (36) gehe, und der somit um eine sehr merkliche Gröſse mehr nach Roth hin liege als Streif I der Lösung.

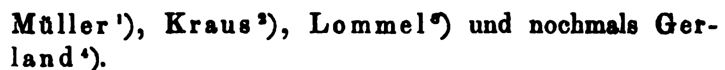
Beim Abfassen der erwähnten Abhandlung über die optischen Eigenschaften des Blattgrüns habe ich aus Versehen einige frühere Arbeiten hauptsächlich von Botanikern übergangen; so die von Askenasy[1]) und die von Sachs[2]). Ferner sind, seitdem ich meine Beobachtungen über das Blattgrün publicirte, eine bedeutende Anzahl theils sehr werthvolle weitere Beiträge zur Kenntniſs der optischen Eigenschaften dieses interessanten Körpers geliefert worden von Schönn[3]), Gerland und Rauwenhoff[4]), Joh.

1) Botanische Zeitung Bd. XXV, S. 225 und 233.

2) Sitzungsberichte der Wiener Akademie Bd. XLIII, 2., S. 265. Diese Arbeit von Sachs hätte mir eigentlich nicht entgehen sollen, da ich seiner Zeit in den „Fortschritten der Physik" darüber referirt habe.

3) Fresenius, Zeitschr. für anal. Chemie Bd. IX, S. 327.

4) *Archives Néerlandaises, T. VI, p.* 97. Pogg. Ann. Bd. CXLIII, S. 231.



Müller [1]), Kraus [2]), Lommel [3]) und nochmals Gerland [4]).

In Folge dieser Arbeiten habe auch ich einige weitere Beobachtungen über den Farbstoff der grünen Blätter angestellt; wenn ich auch einsehen muſs, daſs dieselben in manchen Punkten noch lückenhaft und unvollendet sind, so will ich sie doch hier aufführen, um so mehr als ich in der nächsten Zeit wohl schwerlich Muſse finden werde, diese Untersuchungen fortzusetzen, und da auch jetzt der Winter die Untersuchungen des frischen Blattgrüns unterbricht.

In Betreff der Gränzen und Maxima der Fluorescenz habe ich den Anfang der Fluorescenz auf's Neue bestimmt und gefunden, daſs ich früher denselben etwas zu weit nach dem rothen Ende gesetzt habe; wenn ein Spectrum mit scharfen Linien auf die Oberfläche einer ätherischen Chlorophylllösung geworfen wird, so sieht man, daſs die Fluorescenz erst bei der Linie *B* beginnt. Ferner habe ich die Fluorescenz im brechbarern Theil des Spectrums etwas genauer in's Auge gefaſst und dabei bemerkt, daſs noch ein Maximum VIII stattfindet, das etwa bei 783 (153) liegt; es ist von Maximum VII durch ein zwar schwach ausgeprägtes, doch immerhin merkbares Minimum getrennt, das etwa bei 691 (137) liegen mag.

Wir gehen nun über zu dem Absorptionsspectrum des frischen Chlorophylls. Askenasy giebt in seiner Beschreibung und Zeichnung drei Streifen, die den von mir mit I, II und IV bezeichneten entsprechen und auſserdem eine allgemeine Absorption des violetten Theiles des Spectrums. Den Streif III so wie die Trennung der Dunkelheit auf Seite des Violett bei weiterer Verdünnung scheint er über-

1) Pogg. Ann. Bd. CXLII, S. 615.
2) Sitzungsber. der phys. med. Societät zu Erlangen, Juni u. Juli 1871.
3) Sitzungsberichte der phys. med. Societät zu Erlangen, Februar 1871. Pogg. Ann. Bd. CXLIII, S. 26 u. 568. Zöller, Oekon. Fortschritte 1871, No. 6.
4) Pogg. Ann. Bd. CXLIII, S. 585.

sehen zu haben. Schönn giebt an, daſs der Absorptionsstreif zwischen *B* und *C*, den ich mit I bezeichnet habe, aus zwei schwarzen Rändern und der etwas Licht durchlassenden Mitte bestehe, und Gerland und Rauwenhoff haben dieſs bestätigt und die beiden Theile des Streifs mit I*a* und I*b* bezeichnet; es war mir bis jetzt nie möglich, diese Theilung zu beobachten. Die Lage des Maximums des Absorptionsstreifs I liegt nach einer genauen neuern Bestimmung bei 84 (32). Im übrigen stimmen die Angaben der genannten beiden Forscher mit meinen Angaben im Wesentlichen überein, nur ist zur Vermeidung etwaiger Verwechslungen zu bemerken, daſs Gerland und Rauwenhoff die Streifen des frischen und modificirten Chlorophylls besonders numeriren, so daſs die Streifen, die ich mit VI und VII bezeichnet habe, bei diesen Herren die Nummern V und VI tragen.

Allein auſser der Numerirung besteht ein nicht sehr bedeutender wesentlicher Unterschied darin, daſs V und VI von Gerland und Rauwenhoff etwas mehr nach Roth zu liegen als VI und VII bei mir, und zwar selbst dann, wenn man die etwas verschiedene Lage berücksichtigt, welche, wie wir später sehen werden, davon herrührt, daſs die genannten Herren eine alkoholische, ich aber eine ätherische Lösung untersuchte. Die Resultate von Kraus stimmen in allen wesentlichen Punkten mit meinen Angaben überein; er numerirt auch wie Gerland und Rauwenhoff das frische und modificirte Chlorophyll gesondert, so daſs sein V und VI meinem VI und VII entsprechen und sein VII bei mir die Nummer VIII haben müſste. Daſs ich früher die Absorption VIII nicht genügend hervorgehoben und ihr auch keine besondere Nummer gegeben habe, ist ein Mangel, den Kraus mit Recht hervorhebt; durch seine Bemerkung veranlaſst, habe ich auch das dieser Absorption VIII entsprechende Maximum der Fluorescenz gesucht, und wie ich schon weiter oben bemerkt habe, gefunden. Die etwas verschiedene Lage von Streif V und VI von Kraus als VI und VII bei mir erklärt sich



aus dem später zu besprechenden Einflusse des Lösungsmittels.

Was nun ferner den Unterschied der Lösungen des frischen und modificirten Chlorophylls betrifft, so ist vorerst der Streif V zu besprechen; der für das modificirte Chlorophyll charakteristisch ist. Dieser Streif ist schon von Askenasy sehr deutlich angegeben worden; auch Gerland und Rauwenhoff haben ihn bestätigt. Die Untersuchung einer ätherischen Chlorophylllösung, die mein College Hr. Prof. Piccard im Jahre 1864 hergestellt hat, und die er mir zur Untersuchung überliefs, zeigte, wie diefs zu erwarten war, den Streif V sehr deutlich; er begann bei 341 (76), hatte sein Maximum bei 366 (81) und das Ende bei 386 (84); es stimmt dies, wenn wir die Mitte des Streifs ins Auge fassen, so ziemlich mit meiner früheren Angabe, nach welcher Streif V von 342 (76) bis 404 (87) ging.

Eine schwache Verschiebung des Streif I nach Roth, die ich früher auch als bezeichnend für das modificirte Chlorophyll angegeben habe, ist von Gerland und Rauwenhoff bestätigt worden; das Gleiche kann ich nicht sagen von meinen seitherigen Beobachtungen, besonders an dem von Piccard mir zugestellten Chlorophyll, so dafs dieser Punkt wohl noch einige Aufklärung erheischt.

Bei der Lösung des modificirten Chlorophylls ist ferner, wie ich seiner Zeit bemerkte, Streif III schwächer und nach der Seite des Violett verschoben. Gerland und Rauwenhoff haben diese Verschiebung bestätigt, und Gerland hat in seiner letzten Arbeit sehr deutlich dargethan, wie die neue Lage dadurch entsteht, dafs der Streif III der frischen Lösung verschwindet und dafür ein neuer Streif mehr nach Violett hin auftritt. Meine neuern Beobachtungen an der Piccard'schen Lösung haben ergeben, dafs bei ihr Streif III sehr schwach ist, bei 224 (56) beginnt, sein Maximum bei 235 (58) und sein Ende bei 251 (61) hat; es entspricht diefs ziemlich genau der Lage von 221 (56) bis 241 (59), die ich früher

angegeben hatte. Ich füge noch bei, dafs das Spectrum der modificirten Lösung an der Stelle von 220 (56), die bei der frischen Lösung vom Streif III bedeckt wird, ganz besonders hell ist, womit, wie schon früher bemerkt, die mehr gelbe Farbe des durchgegangenen Lichtes zusammenhängt.

Der letzte früher erwähnte Unterschied der modificirten Lösung, der darin besteht, dafs nach *F* nicht zwei, sondern nur ein Absorptionsstreif auftritt, ist ebenfalls von Gerland und Rauwenhoff bestätigt worden. Das Gleiche habe ich bei der Piccard'schen Lösung gefunden.

Aufser diesen schon früher erwähnten Unterschieden haben seitherige Messungen dargethan, dafs auch der Streif II bei der Lösung des modificirten Blattgrüns etwas mehr nach Violett zu liegt. Die alte Lösung von Piccard ergab nämlich für den Streif II den Beginn bei 149 (43), das Maximum bei 162 (45) und das Ende bei 177 (48), schwach geht die Absorption bis zu *D*. Aus der Zeichnung von Gerland und Rauwenhoff ist auch eine schwache Verschiebung von Streif II zu erkennen.

Die Frage, ob die erwähnten Veränderungen immer parallel gehen, habe ich in meiner frühern Abhandlung aufgestellt, aber nicht beantwortet. Ueber diesen Punkt so wie über die Einflüsse, unter welchen die Veränderungen Platz greifen, sind seither besonders von Gerland sehr werthvolle Aufschlüsse gegeben worden; doch bleiben hier noch viele Fragen offen, die ihre Antwort nur durch mannigfache sorgfältige Beobachtungen erhalten können.

In meiner früheren Abhandlung habe ich bemerkt, dafs mir nichts vorliege, was auf eine Verschiedenheit der optischen Eigenschaften je nach dem Lösungsmittel schliefsen lasse; ich stützte mich dabei hauptsächlich auf das gleiche Aussehen des Absorptionsspectrums der alkoholischen und ätherischen Lösung; genaue Messungen hatte ich nur an der letztern angestellt. Nun hat aber schon Askenasy die Behauptung aufgestellt, dafs der erste Absorptionsstreif nach dem rothen Ende eine geringe Verschiebung



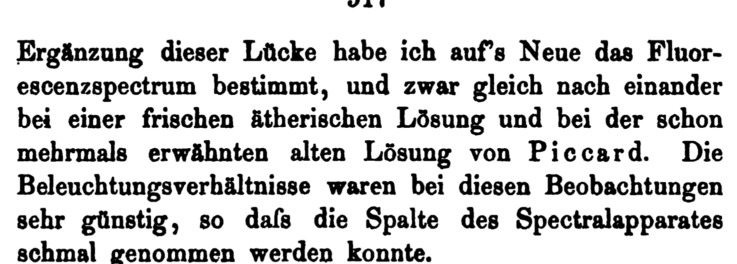
zeige bei der Lösung in Terpentin und eine stärkere bei der Lösung in Schwefelkohlenstoff; und neuerdings hat noch allgemeiner Kraus den Satz aufgestellt, dafs die Lage der Absorptionsbänder sich mit der Dichtigkeit des lösenden Mediums ändere, indem eine alkoholische Chlorophylllösung mit Glycerin oder Aether versetzt, in dem ersten Fall die Bänder nach Roth, in dem andern nach Violett verschiebe. In Folge dieser Behauptungen habe ich auf's Neue alkoholische und ätherische Lösungen verglichen und gefunden, dafs meine frühere Annahme, dafs das Lösungsmittel keinen Einflufs ausübe, auf einem Irrthum beruhte, und dafs allerdings bei verschiedenen Lösungen die Absorptionsstreifen etwas anders liegen. Hauptsächlich habe ich durch neuere Beobachtungen den Unterschied der ätherischen und alkoholischen Lösungen festzustellen gesucht, da meine frühere Arbeit sich auch auf diese beiden bezog. Die Lösungen, die zum Vergleich dienten, wurden bald so hergestellt, dafs die gleiche Blattsorte mit Aether und mit Alkohol ausgezogen wurde, bald auch so, dafs der grüne Niederschlag, der beim Erkalten einer warmen alkoholischen Lösung sich bildete, in Aether gelöst wurde, bald auch durch gleichzeitiges Verdünnen der gleichen ätherischen Lösung mit Aether und Alkohol.

Es hat sich bei diesen Untersuchungen, die an verschiedenen Lösungen zu wiederholten Malen angestellt worden sind, gezeigt, dafs alle Absorptionsstreifen, mit Ausnahme von II, bei der alkoholischen Lösung etwas mehr nach Roth liegen als bei der ätherischen. (Streif III war etwas undeutlich, so dafs bei ihm nicht entscheidend die Verschiebung zu constatiren war). Die Thatsache, dafs Streif II ganz unbeweglich blieb, während alle anderen um eine mefsbare Gröfse auf die Seite rückten, war mir höchst auffallend, und ich habe defshalb diese Thatsache durch verschiedenartige Versuche controllirt; auch als ich die Messung mit der Mikrometerschraube durch jemanden ausführen liefs, der nicht wufste, warum es sich handelt, ist das gleiche Resultat herausgekommen. Die Gröfse der

Verschiebung im Spectrum ist nun aber für die verschiedenen Streifen nicht dieselbe; sie nimmt von Roth nach Violett um eine sehr merkliche Gröfse zu; bei Streif I ergab die Messung eine Verschiebung von 3,6 und bei Streif VII von 18 Theilen meiner Scale. Nun ergiebt sich aber, wenn man zuerst meine Scale auf die Kirchhoff'sche reducirt und dann die Messungen der Wellenlängen von Ångström berücksichtigt, dafs 18 Theile im Spectrum bei *G* einer gleichen Vergröfserung der Wellenlänge oder Verkürzung der Schwingungsdauer entsprechen als 3,6 Theile zwischen *B* und *C*, nämlich einer Wellenverlängerung von etwa 3,5 Milliontel Millimeter, so dafs also durch die alkoholische Lösung sowohl in der Gegend zwischen *B* und *C* als in der Gegend von *G* Licht ausgelöscht wird, dessen Wellenlänge 3,5 Milliontel Millimeter gröfser ist als die Wellenlänge desjenigen, das von der ätherischen Lösung absorbirt wird. Es mag dabei auffällig seyn, dafs die Wellenlänge um die gleiche absolute Gröfse und nicht in dem gleichen Verhältnifs geändert wird. Bevor theoretische Gründe für diese Thatsache gesucht werden, wird es immerhin gut seyn durch nochmalige Messungen die Gröfse der Verschiebung für die verschiedenen Streifen zu bestimmen.

Ich habe noch untersucht ob Zusatz von Glycerin oder von Chloroform zu einer alkoholischen Lösung eine Veränderung der Lage der Absorptionsstreifen bewirkt, und ich habe keine Verschiebung finden können. Anfänglich, wenn nach Zusatz von Glycerin die Flüssigkeit ungleichartig und trübe war, habe ich Verschiebungen bemerkt, die vielleicht ähnlicher Art sind, wie die welche neuerdings Gerland durch Zusetzen von Seifenwasser erhalten hat; doch habe ich über diesen Punkt noch nicht hinlänglich mannigfache Versuche angestellt, um mir ein bestimmtes Urtheil zu erlauben.

Bei meinen früheren Untersuchungen habe ich nicht unterschieden zwischen dem Fluorescenzspectrum einer frischen und einer modificirten Chlorophylllösung. Zur



Ergänzung dieser Lücke habe ich auf's Neue das Fluorescenzspectrum bestimmt, und zwar gleich nach einander bei einer frischen ätherischen Lösung und bei der schon mehrmals erwähnten alten Lösung von Piccard. Die Beleuchtungsverhältnisse waren bei diesen Beobachtungen sehr günstig, so daſs die Spalte des Spectralapparates schmal genommen werden konnte.

Das Fluorescenzspectrum der ätherischen frischen Lösung zeigte deutlich zwei Streifen, die sich eng an einander anschlossen und durch ein schmales Lichtminimum von einander getrennt waren. Die Messungen ergaben:

Das Spectrum beginnt schwach bei 50 (26),
deutlich bei 64 (28);
I. Maximum bei 76 (30), das darauf folgende
Minimum bei 91 (33);
II. Maximum bei 105 (36), das Spectrum wird
schwach bei 116 (37)
und hört ganz auf bei . . 133 (40).

Das erste Maximum ist bedeutend lichtstärker als das zweite.

Wenn das erregende Licht durch ein rothes, gelbes, blaues, grünes oder violettes Glas (No. 1, 9, 3, 8, 5,) geht, so sieht man immer die beiden Maxima.

Ob das Fluorescenzspectrum der alkoholischen Lösung etwas verschoben ist im Vergleich mit dem der ätherischen, habe ich noch nicht untersucht; hingegen habe ich das Fluorescenzspectrum der alten modificirten Lösung von Piccard beobachtet und einen merklichen Unterschied gegenüber dem der frischen Lösung bemerkt; man sieht nämlich nicht mehr zwei durch ein Minimum getrennte Streifen, sondern einen starken Streif, an den dann noch ein schwächerer sich anlehnt; es sieht gerade so aus, wie wenn der zweite Streif des Spectrums der frischen Lösung etwas in den ersten hineingeschoben worden wäre.

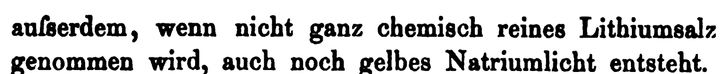
Der Beginn des Spectrums ist gleich wie bei der frischen Lösung, das Maximum liegt etwa bei 79 (31),

der Uebergang vom stärkeren zum schwächeren Theil bei 89 (33) und das Ende bei 105 (36).

Schon am Ende meiner früheren Abhandlung habe ich darauf aufmerksam gemacht, daſs der hellste Theil des Fluorescenzspectrums bei 72 (30) nur sehr wenig vor der Stelle 82 (31) liege, wo auch die Fluorescenzerregung und Absorption im Maximum sind. Nach den neuern sorgfältigern Bestimmungen liegt das Maximum der Fluorescenz bei 84 (32) und das Maximum des Fluorescenzspectrums bei 76 (30); ich kann somit die schon früher ausgesprochene Bemerkung wiederholen, daſs bei Streif I erregende und erregte Strahlen nahezu von gleicher Brechbarkeit sind, doch immerhin noch so, daſs das Maximum des Fluorescenzlichtes um eine meſsbare Gröſse mehr nach der weniger brechbaren Seite liegt als das Maximum der Fluorescenz und Absorption.

In meiner frühern Abhandlung gab ich ferner für den Anfang der Fluorescenz 53 (26) und für den Anfang des Fluorescenzspectrums 65 (28), Zahlen, die auf eine Abweichung vom Stokes'schen Gesetze könnten schlieſsen lassen. Diesen Schluſs habe ich zwar schon damals für vollkommen unberechtigt erklärt, wenn man die verhältniſsmäſsig schwache Lichtintensität des Fluorescenzspectrums berücksichtigt; die neuern Beobachtungen geben nun für den Anfang der Fluorescenz *B* d. h. 63 (28) und für den Anfang des Fluorescenzspectrums 50 (26); so daſs meine Beobachtungen über das Chlorophyll gar nichts mehr liefern, das für die Annahme eines Abweichens von dem Stokes'schen Gesetze sprechen könnte.

Die Beobachtung von Lommel über das Spectrum des mit Lithiumlicht erregten Fluorescenzlichtes, woraus die Unrichtigkeit des Stokes'schen Gesetzes folgen soll, habe ich bis jetzt nicht wiederholt; doch ist dieselbe für mich nicht entscheidend, da die glühenden Kohlen des elektrischen Lichtes auch weiſses Licht aussenden, da das Lithiumspectrum noch eine zweite gelbe Linie enthält, und



aufserdem, wenn nicht ganz chemisch reines Lithiumsalz genommen wird, auch noch gelbes Natriumlicht entsteht.

Auch das Spectrum der grünen Fluorescenz, welche allgemein die rothe begleitet, habe ich etwas näher untersucht. Früher hatte ich nur angegeben, dafs das Spectrum dieser grünen Fluorescenz ungefähr von 160 (45) bis 360 (80) gehe; neue Beobachtungen ergaben, dafs auch das Spectrum dieser grünen Fluorescenz Helligkeitsunterbrechungen hat und aus drei Maxima besteht, auf die noch ein vierter ganz schwacher Streif folgt.

Bei der frischen Lösung beginnt das Spectrum bei 157 (45);
I. Maximum bei 206 (53), das darauf folgende Minimum bei 228 (57);
II. Maximum bei 246 (60), das darauf folgende Minimum bei 281 (66);
III. Maximum bei 315 (72), das darauf folgende Minimum bei 362 (80);
der schwache Streif geht bis 502 (104).

Das Maximum I ist das stärkste, die beiden andern sind unter sich ziemlich gleich.

Bei der modificirten Chlorophyllösung sieht man die gleichen drei Maxima, nur sind dann alle drei der Stärke nach sich gleich, und das erste beginnt etwas später, nämlich erst bei 170 (47).

Es ist nun noch einiges nachzutragen über das Absorptionsspectrum des *festen* Chlorophylls. Schon Sachs schlofs aus seinen Beobachtungen, dafs die Absorptionsstreifen, welche der Chlorophylllösung eigen sind, auch in dem die Blätter durchstrahlenden Lichte auftreten. Askenasy kam durch seine Untersuchungen zu dem gleichen Resultate. Schönn sah den Streif im Roth genau an der entsprechenden Stelle, d. h. genau wie bei der Lösung, und die andern Streifen, wenn die Blätter in Folge der Hitze gelbgrün geworden waren. Gerland und Rauwenhoff bestätigten die Beobachtungen von Sachs, Askenasy und Schönn, gaben aber an, dafs die Absorptions-

streifen nicht immer mit der gleichen Deutlichkeit zu sehen waren. Kraus kam zu dem Resultat, dafs die Absorptionsbänder des festen Chlorophylls nach Zahl und Bau genau die der Lösung seyen, aber ihrer Lage nach verschoben. Das Resultat von Kraus auf meine Scale reducirt, ist folgendes:

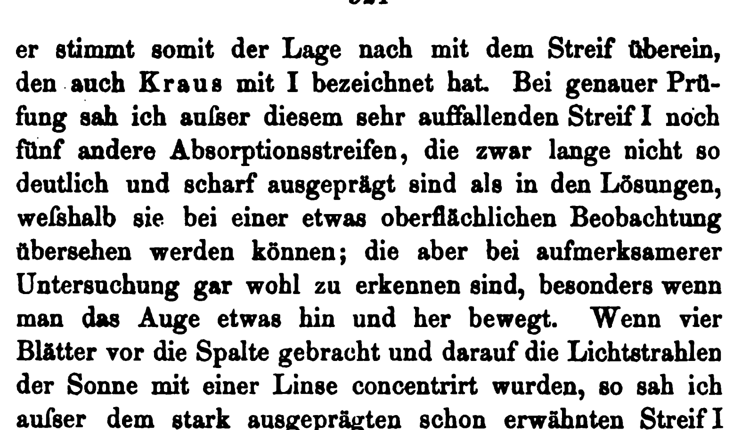
Streif I	von 45 (25) bis 92 (33)
Mitte Streif II	114 (37)
Mitte Streif III	194 (51)
Mitte Streif IV	258 (62)
Mitte Streif V	379 (83).

In der neuern Arbeit von Gerland wird ebenfalls die Verschiebung der Streifen nach der rothen Seite constatirt.

Die so widersprechenden Angaben der verschiedenen Forscher veranlafsten mich, das Absorptionsspectrum frischer Blätter aufs Neue zu untersuchen; es wurden dabei sehr verschiedene Blätter bald einfach, bald zwei oder mehrere über einander, vor die Spalte des Spectralapparates gebracht. Ganz allgemein habe ich dabei die verschiedene viel mehr nach dem Rothen hin geschobene Lage des Absorptionsstreifs erkannt; dieser Streif, der die Linie *B* bedeckt, ist für das feste Chlorophyll sehr charakteristisch und allgemein sichtbar; selbst in dem von Wiesen und Wäldern reflectirten Lichte ist er mit einem Taschenspectroscope von Browning aus der Ferne sichtbar; wenn J. Müller denselben bei dem von einem Blatte reflectirten Lichte nicht sah und defshalb dem Spectrum des Grüns der Blätter jede Spur von Absorptionsbändern absprach, so ist diefs nur erklärlich, wenn bei dem angestellten Versuche das von der Oberfläche des Blattes reflectirte weifse Licht so sehr vorherrschte, dafs das durch die Absorption modificirte Licht dagegen verschwand.

Nach meinen Messungen ging dieser Streif I

bei einem Blatt	von 55 (27) bis 75 (30);
bei zwei Blättern	von 51 (26) bis 104 (35);
bei drei und vier Blättern	von 43 (25) bis 112 (37);



er stimmt somit der Lage nach mit dem Streif überein, den auch **Kraus** mit I bezeichnet hat. Bei genauer Prüfung sah ich aufser diesem sehr auffallenden Streif I noch fünf andere Absorptionsstreifen, die zwar lange nicht so deutlich und scharf ausgeprägt sind als in den Lösungen, wefshalb sie bei einer etwas oberflächlichen Beobachtung übersehen werden können; die aber bei aufmerksamerer Untersuchung gar wohl zu erkennen sind, besonders wenn man das Auge etwas hin und her bewegt. Wenn vier Blätter vor die Spalte gebracht und darauf die Lichtstrahlen der Sonne mit einer Linse concentrirt wurden, so sah ich aufser dem stark ausgeprägten schon erwähnten Streif I noch

Streif II von 122 (39) bis 149 (43);
Streif III von 178 (48) bis 219 (56);
Streif IV von 252 (61) bis 291 (68);

und, wenn nur ein oder zwei Blätter im concentrirten Licht vor der Spalte waren, noch

Streif V von 351 (78) bis 432 (92);
Streif VI von 557 (114) bis 637 (128).

Der letzte Streif VI ist nicht scharf abgegränzt von der Absorption auf der violetten Seite, die nach und nach zunimmt und bei *einem* Blatt und concentrirtem Licht von 791 (155) an vollkommen ist. Bei schwachem Licht oder einer gröfseren Zahl von Blättern sind Streif I und II verwachsen und zeigen sich als *ein* ganz dunkler Streif, an den ein Halbdunkel sich anschliefst.

Der Vergleich der Resultate meiner Messungen mit den Angaben von **Kraus** giebt eine ziemliche Uebereinstimmung; ein wesentlicher Unterschied ist nur bei Streif II, der bei **Kraus** um eine merkliche Gröfse mehr nach dem rothen Ende zu liegt.

Kraus und **Gerland** nehmen an, dafs die Absorptionsstreifen des festen Chlorophylls denen der Lösung entsprechen und nur mehr nach dem rothen Ende geschoben sind, und diese Ansicht gewinnt besonders an

Wahrscheinlichkeit durch die neuen Versuche von Gerland über die Wirkung eines Zusatzes von Seifenwasser auf das Spectrum der ätherischen Chlorophylllösung. Da die obigen Bestimmungen über die Lage der Absorptionsstreifen im festen Chlorophyll mit frischen Blättern angestellt sind, und da Streif V nur dem modificirten Blattgrün angehört, so müssen wir wohl annehmen, daſs Streif I bis VI des Grüns der Blätter den Streifen I, II, III, IV, VI und VII der Chlorophylllösung entsprechen. Nehmen wir dies an, so finden wir, daſs die Gröſse der Verschiebung auch hier, wie wir dieſs schon beim Vergleich der ätherischen und alkoholischen Lösung gesehen haben, nach der Seite des Violett sehr bedeutend zunimmt, und zwar so, daſs sie bei Streif I nur etwa 10, bei Streif VII etwa 136 Theilstrichen unserer Scale entspricht. Beim Streif I ist somit die Verschiebung etwa drei Mal so groſs als beim Uebergang von der ätherischen zur alkoholischen Lösung, bei dem Streif VII viel bedeutender; auch ist leicht ersichtlich, daſs hier die Verschiebung bei I und VII nicht einer gleichen Vergröſserung der Wellenlänge entsprechen kann.

Dauer der Fluorescenz.

Bekanntlich hat Edm. Becquerel mit Hülfe seines Phosphoroskops die Dauer der Phosphorescenz bei einer ziemlichen Anzahl fester Körper bestimmt; fluorescirende flüssige Körper hat er keine gefunden [1]), die in seinem Apparate eine Nachwirkung zeigen, d. h. noch Licht ausstrahlen, nachdem die Bestrahlung aufgehört hat. Da es von groſsem theoretischen Interesse ist, festzustellen, ob zwischen Phosphorescenz und Fluorescenz nur ein gradueller oder ein wesentlicher Unterschied stattfindet, so habe ich eine Anzahl der mir zu Gebote stehenden Substanzen auf die Andauer der Fluorescenz untersucht. Eine besondere Aufmerksamkeit schenkte ich den stark fluorescirenden Flüssigkeiten. Wenn man diese untersuchen will, so ist es

1) *Annales de Chim. et Phys.* (3), *T. LV*, *p.* 89.

zweckmäßsig das Phosphoroscop so umzuformen, daſs das Licht auf die freie Oberfläche der Flüssigkeit geworfen wird, und so jeder störende Einfluſs des fluorescirenden Glases vermieden wird; es ist eine solche Einrichtung weniger umständlich als Anwendung von Quarztrögen. Diese Umänderung des Phosphoroscopes beruht einfach darauf, daſs man statt der beiden fest mit einander verbundenen und mit verschränkten Ausschnitten versehenen Blechschirme nur einen Schirm anwendet, der in zwei concentrischen Kreisen verschränkte Löcher hat, das Instrument statt vertical horizontal stellt, die Flüssigkeit in einem kleinen Gefäſs hineinschiebt, das durch eine Linse concentrirte Licht durch die inneren Löcher auf die Oberfläche der Flüssigkeiten sendet und durch die äuſseren Löcher die Wirkung beobachtet; es muſs dann noch das Auge durch passende Schirme gegen Licht geschützt werden, das von den Theilen des Apparates reflectirt wird. Mein Apparat war nur im Stande, eine Andauer anzuzeigen, die $\frac{1}{1500}$ Secunde oder mehr betrug; es wäre natürlich sehr wünschenswerth, die Gränze noch bedeutend weiter zu treiben, und ich hoffe später solche Beobachtungen anstellen zu können; die bis jetzt angestellten können nur als Vorversuche betrachtet werden. Von den festen Substanzen, die ich untersuchte, zeigten eine merkliche Andauer das Uranglas, das salpetersaure Uran und der Fluſsspath, bei welchen Körpern diese Eigenschaft schon von Edm. Becquerel[1]) einläſslich untersucht worden ist. Keine Andauer war zu bemerken beim Bariumplatincyanür, Photen und Brasilin. Ferner habe ich bei keiner Flüssigkeit eine Spur von Andauer bemerken können. Die von mir nach dieser Seite untersuchten fluorescirenden Flüssigkeiten sind: Morin-Thonerde-Lösung, alkoholische Lösung von Rose Naphtaline, ätherische Lösung von Chrysanilin, Thiomelonsäure, Lösung

1) *Annales de Chim. et de Phys.* (3), *T. LXII, p.* 5. Auffallend ist, daſs 8 Jahre nach der Becquerel'schen Arbeit C. Bohn in Pogg. Ann. Bd. CXXXIII, S. 173 behauptet, er habe nie eine Fortdauer der Fluorescenz beim Uranglas constatiren können.

von saurem schwefelsaurem Chinin, Petroleum, Aesculinlösung, ätherische Lösung von frischem Chlorophyll, weingeistiger Kienrufsextract und Stechapfelsaamenauszug.

Wenn es sich nun darum handelt, aus dem ziemlich reichlich vorliegenden Beobachtungsmaterial allgemeine Resultate von theoretischer Bedeutung zu ziehen, so ist dies sehr schwierig. Der Eindruck, den ein unbefangener Ueberblick vorerst gewährt, ist der einer sehr grofsen Mannigfaltigkeit; und es ist keine Frage, dafs wir es hier mit einem Vorgange zu thun haben, der zu der grofsen Gruppe physikalischer Erscheinungen gehört, welche durch die mit der stofflichen Beschaffenheit zusammenhängende molekulare Constitution bedingt sind, und wo eben jeder Körper gleichsam als besonderes Individuum mit eigenthümlichen charakteristischen Eigenschaften auftritt. Im Folgenden will ich versuchen, diese mannigfaltige Gestaltung der Fluorescenzerscheinung nach den verschiedenen Seiten hin etwas auszuführen und zugleich zu zeigen, wo wir bis jetzt im Stande sind, mit einiger Zuverlässigkeit bestimmte allgemein gültige Gesetze aufzustellen.

Fluorescenz im Spectrum oder fluorescirende Spectren.

Stellen wir die Frage, ob unter Umständen alle Strahlen des Spectrums im Stande sind, Fluorescenz zu erregen, so können wir wohl mit Ja antworten. Wir könnten höchstens bei den rothen Strahlen, die vor der Linie *B* liegen, uns veranlafst sehen, sie von der Fluorescenz erregenden Eigenschaft auszuschliefsen, indem mir allerdings keine Substanz bekannt ist, die vor dieser Stelle im Spectrum zu fluoresciren beginnt. Wenn man aber in Betracht zieht, dafs das Fluorescenzlicht weniger brechbar ist als das erregende, so ist es sehr begreiflich, dafs eine im äufsersten Roth erregte Fluorescenz für unser Auge nicht mehr sichtbar ist.

Was die Ausdehnung der Fluorescenz im Spectrum betrifft, so zeigen sich uns sehr bedeutende Unterschiede;



es giebt Fälle, wo dieselbe erst im violetten Theile nach der Linie *G* beginnt, wie z. B. beim Bisulfanthrachinon und beim Flufsspath, während sie in anderen Fällen fast über das ganze Spectrum sich erstreckt, wie z. B. beim Chlorophyll, dem Naphtalinroth, der Thiomelansäure. So viel läfst sich jedoch sagen, dafs nach der violetten Seite hin die Fluorescenz immer bis über die Linien *H* hinaus sich erstreckt; mir ist wenigstens keine fluorescirende Substanz bekannt, die in der Gegend der Linien *H* gar nicht fluorescirt.

In Bezug auf die Zahl der Maxima der Fluorescenz haben wir die allergröfste Mannigfaltigkeit, nämlich:

7 Maxima bei der frischen Blattgrünlösung;

6 Maxima bei der modificirten Blattgrünlösung;

5 Maxima bei den Auszügen des Kienrufses;

4 Maxima bei Bariumplatincyanür α;

3 Maxima beim Naphtalinroth, bei der alkoholischen Lackmuslösung, bei Purpurin in Alaun, beim Uranglas, bei Orseille mit Ammoniak;

2 Maxima beim oxydirten Brasilin, bei der Guajaklösung, bei Safflor, bei Orseille ohne Ammoniak;

1 Maximum bei der Morin-Thonerdelösung, beim salpetersauren Chrysanilin in Aether oder Schwefelsäure, bei der Thiomelansäure, beim Stechapfelsaamenextract, beim schwefelsauren Chinin, beim Aesculin und Fraxin, bei der Curcumatinctur, beim Bichloranthracen, beim Photen, beim Petroleum, beim salpetersauren Uranoxyd und einigen andern mehr.

In Bezug auf die Lage der einzelnen Maxima und ihre Distanz von einander ist es mir bis jetzt nicht möglich gewesen, bestimmte Gesetze aufzustellen; der Umstand, dafs in dem blauen und violetten Theile des Spectrums die Maxima verhältnifsmäfsig weiter aus einander liegen, läfst sich wohl auf Kosten des Dispersionsgesetzes schreiben.

Es ist noch zu bemerken, dafs in einigen Fällen, wie z. B. beim Chlorophyll und beim Bariumplatincyanür α die Unterschiede der Fluorescenz bei den Maxima und

Minima sehr auffallend sind, während in andern Fällen, wie z. B. bei den Auszügen des Kienrufses und ganz besonders bei dem mit Schwefelkohlenstoff, schon eine gesteigerte Aufmerksamkeit bei der Beobachtung dazu gehört, um die Helligkeitsunterschiede wahrzunehmen.

Zusammenhang der Fluorescenz und Absorption.

Schon Stokes hat bekanntlich gezeigt, dafs überall da, wo die Strahlen Fluorescenz erregen, eine entsprechende Absorption eintritt; nach dem mechanischen Satze der Erhaltung der lebendigen Kraft kann es auch gar nicht anders seyn. Bei allen meinen Beobachtungen hat sich defshalb auch diese der Fluorescenz entsprechende Absorption gezeigt; und das Absorptionsspectrum konnte häufig dazu dienen, die Maxima der Fluorescenz etwas genauer zu bestimmen. Etwas auffallender ist, wie auch schon Stokes [1]) bemerkt hat, der Umstand, dafs bei fluorescirenden Körpern im Allgemeinen jeder Absorption auch Fluorescenz entspricht, während dies ja durchaus nicht so zu seyn brauchte, da ja sonst bei gefärbten Flüssigkeiten sehr häufig Lichtabsorption ohne entsprechende Fluorescenz vorkommt. Bei weitem in den meisten Fällen hat sich bei meinen Untersuchungen der Zusammenhang zwischen Absorption und Fluorescenz auch nach dieser Richtung gezeigt; doch sind mir ebenfalls Fälle vorgekommen, wo die Substanz aufser der der Fluorescenz entsprechenden Absorption noch eine besondere Absorption an einigen Stellen zeigte. Wir haben diefs bei der wässrigen Lackmuslösung und bei der Lösung von Purpurin in Soda. In diesen beiden Fällen erklärt sich dieser Umstand mit grofser Wahrscheinlichkeit durch die Annahme, dafs wir es mit Gemengen von einer fluorescirenden und einer gefärbten nicht fluorescirenden Flüssigkeit zu thun haben. Viel auffallender, wenn auch keinem allgemeinen Gesetze widersprechend, ist die Erscheinung beim festen und gelösten salpetersauren Uran, wo den scharf ausge-

1) Pogg. Annalen Bd. CXXVI, S. 630.



prägten Absorptionsstreifen keine Maxima der Fluorescenz entsprechen.

Spectren des Fluorescenzlichtes oder Fluorescenzspectren.

Der möglichst genauen Untersuchung und Beschreibung der Fluorescenzspectren habe ich besondere Aufmerksamkeit geschenkt. Auch hier zeigt sich nach verschiedenen Gesichtspunkten die allergröfste Mannigfaltigkeit.

In Betreff der Ausdehnung des Fluorescenzspectrums sind die Unterschiede sehr grofs; die kleinste Ausdehnung hat wohl das des Chlorophylls, besonders wenn wir die grüne Fluorescenz einer besondern Substanz zuschreiben; eine sehr bedeutende Ausdehnung haben wir andererseits bei den Fluorescenzspectren der Thiomelansäure, des Bisulfanthrachinons, des Flufsspathes u. a. m.

Von besonderem Interesse bei den Fluorescenzspectren ist die Intermittenz in der Lichtstärke, welche durch die Anzahl der Maxima charakterisirt ist. Wir haben

8 Maxima beim salpetersauren Uranoxyd;

6 Maxima beim Bichloranthracen, Photen und Petroleum;

5 Maxima beim Uranglas und den Kienrufsextracten;

3 Maxima deutlich bei der Guajaklösung, weniger deutlich beim Fluoresceïn und Fluoranilin;

2 Maxima deutlich beim alkoholischen Lackmusauszug, bei Orseillelösung und bei der frischen ätherischen Blattgrünlösung, weniger deutlich ausgesprochen beim oxydirten Brasilin, dem Amid, der Terephtalsäure, dem schwefelsauren Chinin, dem Aesculin, dem Fraxin, der Curcumatinctur, dem Purpurin und dem Bichloranthracen.

Nur *ein* Maximum, also keine Intermittenz in der Lichtintensität zeigen die Fluorescenzspectren der Morinthonerdelösung, des Naphtalinrothes, des salpetersauren Chrysanilins, der Thiomelansäure, des Amides der Phtalsäure, des Malzzuckers, der weingeistigen Sandaraklösung, des Flufsspathes.

Der Grad des Helligkeitsunterschiedes zwischen Maxima und Minima ist aufserordentlich verschieden; sehr deutlich und scharf ausgeprägt wie einzelne abgegränzte helle Streifen sind die Maxima im Fluorescenzspectrum des salpetersauren Urans; während andererseits beim Fluoresceïn, das in Bezug auf Fluorescenzfarbe dem salpetersauren Uran sehr nahe steht, die Unterschiede in der Helligkeit nur schwer bemerkbar sind.

Man könnte vermuthen, dafs die Intermittenz beim Fluoresciren im Spectrum (im fluorescirenden Spectrum) im Zusammenhang stehe mit der Intermittenz im Fluorescenzspectrum und die eine die andere bedinge. Es giebt Fälle, die für einen solchen Zusammenhang sich anführen liefsen; so zeigen z. B. die Auszüge aus Kienrufs 5 Maxima der Fluorescenz im Spectrum und auch wieder 5 Maxima im Fluorescenzspectrum. Allein viele andere Fälle zeigen, dafs hier jedenfalls kein einfacher Zusammenhang stattfindet. Die Lösung des frischen Blattgrüns zeigt 7 Maxima der Fluorescenz und nur 2 Maxima im Fluorescenzspectrum. Das Naphtalinroth zeigt sehr deutlich ausgesprochen 3 Maxima der Fluorescenz im Spectrum, während im Fluorescenzspectrum keine Spur von Intermittenz zu bemerken ist. Umgekehrt zeigt das salpetersaure Uranoxyd, das 8 sehr scharf ausgeprägte Maxima im Fluorescenzspectrum hat, keine Intermittenz der Lichtstärke beim Fluoresciren im Spectrum; in ähnlicher Weise haben Bichloranthracen, Photen und Petroleum 6 Maxima im Fluorescenzspectrum und nur 1 Maximum d. h. keine Intermittenz im fluorescirenden Spectrum.

Die Vertheilung der Maxima und Minima im Fluorescenzspectrum, d. h. ihre gegenseitigen Distanzen zeigen eher mehr Regelmäfsigkeit als dies beim fluorescirenden Spectrum der Fall ist; allein bestimmte Gesetze über diese periodische Zunahme und Abnahme der Lichtintensität aufzustellen, ist mir bis jetzt nicht gelungen.

Es ist nun noch die Frage zu besprechen, ob die Intermittenz des Fluorescirens oder des Fluorescenzspectrums



sich durch die Annahme von Gemengen fluorescirender Substanzen erklären lasse. Da es möglich ist, wie wir durch den Versuch mit einem Gemenge von Naphtalinroth- und Morinthonerdelösung gezeigt haben, künstlich durch Mengen fluorescirender Substanzen Intermittenzen hervorzubringen, so ist diese Frage jedenfalls sehr gerechtfertigt. In einigen Fällen mag diese Erklärungsweise die richtige seyn, besonders da wo sowohl im fluorescirenden als im Fluorescenzspectrum sich Intermittenz zeigt; die Intermittenzen bei den Lösungen von Guajak, Purpurin, Orseille, Lackmus könnten wohl in solcher Weise erklärt werden, besonders da man alle Ursache hat anzunehmen, daſs man es in diesen Fällen mit Gemengen verschiedener Farbstoffe zu thun hat; immerhin wäre aber wünschenswerth, daſs in solchen Fällen die verschiedenen Stoffe und somit auch die verschiedenen Fluorescenzen wirklich getrennt werden können; vielleicht daſs gerade die Untersuchung auf Fluorescenz ein Mittel an die Hand giebt, die Trennung zu controlliren. In manchen andern Fällen wäre es jedoch eine höchst gewagte und unwahrscheinliche Hypothese, wenn man die Intermittenz aus Gemengen erklären wollte; und ich theile somit in diesem Punkte die Ansicht von V. Pierre nicht, daſs man bei einer Intermittenz im fluorescirenden Spectrum oder, wie er es nennt, bei einer zusammengesetzten Fluorescenz es stets mit einem Gemenge verschiedener für sich einfach fluorescirender Stoffe zu thun habe. Wollte man z. B. bei der frischen Chlorophylllösung annehmen, daſs die Intermittenz beim Fluoresciren im Spectrum nur herrühre von verschiedenen gemengten Stoffen, so wäre es immerhin sonderbar, daſs in allen möglichen Pflanzen im frischen Blattgrün diese Stoffe nach ganz gleichen Verhältnissen gemengt sind, und noch sonderbarer wäre, daſs alle diese Stoffe, die durch verschiedene Strahlen zur Fluorescenz angeregt werden, das ganz gleiche Fluorescenzspectrum geben. Ferner zeigen einige Körper, deren Krystallisation wohl schwerlich die Annahme eines

Gemenges zuläfst, wie das Naphtalinroth, das salpetersaure Uranoxyd, das Photen sehr deutlich die Intermittenz entweder im fluorescirenden oder im Fluorescenzspectrum. Aber auch selbst in Fällen, wo der Ursprung der Substanz leicht die Annahme eines Gemenges zuliefse, wie z. B. bei den Auszügen aus Kienrufs, haben wir alle Ursache auf eine einfache Substanz mit intermittirendem Spectrum zu schliefsen, wenn, wie es hier der Fall ist, die Intermittenz in gleicher Weise bei mehreren Auszügen vorkommt, und wenn sich zugleich eine gewisse Regelmäfsigkeit in der Intermittenz zeigt.

Gesetze über den Zusammenhang zwischen erregenden Strahlen und Fluorescenzlicht.

Das wichtigste Gesetz, das über den Zusammenhang des Lichtes, das die Fluorescenz erregt, und des Lichtes, das vom fluorescirenden Körper ausstrahlt, in Betreff der Wellenlänge aufgestellt wurde, ist bekanntlich das Stokes'sche Gesetz. Es sagt, dafs die Brechbarkeit des einfallenden Lichtes die obere Gränze sey der Brechbarkeit der Bestandtheile des Fluorescenzlichtes, oder mit andern Worten, dafs im Fluorescenzlicht nie Strahlen enthalten seyen brechbarer als die, welche die Fluorescenz erregen. Dieses Stokes'sche Gesetz habe ich unter allen Umständen richtig gefunden, so dafs ich mich veranlafst sehe, dasselbe gegenüber den Zweifeln, die darüber aufgestellt worden sind, aufrecht zu erhalten. Bei der Besprechung der mit Naphtalinroth, Chlorophyll, Thiomelansäure und einigen andern Körpern nach dieser Richtung angestellten Versuchen habe ich diesen Punkt einläfslich erörtert, so dafs ich nicht nöthig habe, nochmals auf denselben näher einzutreten.

Weitere Sätze, die sich auf den Zusammenhang zwischen erregenden und erregten Strahlen beziehen, sind von V. Pierre aufgestellt worden. Einige derselben, denen ich gestützt auf meine Beobachtungen die Beistimmung nicht ertheilen kann, sind die folgenden:



„1) Unterwirft man ein reines Linearspectrum der prismatischen Analyse, so findet man ebenfalls *an allen Stellen*, an welchen die Fluorescenz intensiv genug ist, um ein sicheres Urtheil zuzulassen, *die Zusammensetzung der Fluorescenzfarbe ganz gleichartig;* so geben z. B. Körper, die im Grün oder Blau u. s. w. zu fluoresciren beginnen, im abgeleiteten Spectrum bis ins äufserste Ultraviolett, so weit sich überhaupt noch Fluorescenz erkennen läfst, nur die Farben von jenen des Beginnes an bis gegen das rothe Ende des Spectrums, und nie entsteht bei einem Stoffe, der im Gelb zu fluoresciren beginnt, durch irgend einen der brechbareren Strahlen, den blauen oder violetten, z. B. eine Farbe, die brechbarer wäre als das Gelb, in welchem die Fluorescenz beginnt."

„2) Vorzugsweise bemerkenswerth ist hierbei die Thatsache, *dafs in der ganzen Ausdehnung der fluorescirenden Partie des Spectrums überall, an den Stellen der stärksten Fluorescenz sowohl als jenen der schwächsten, stets dieselben Farben im abgeleiteten Spectrum die herrschenden sind.*"

Oder an einer andern Stelle: „Als Endresultat dieser Thatsachen ergiebt sich nun die Folgerung, *dafs die Zusammensetzung der Fluorescenzfarbe von der Natur der erzeugenden Farbe unabhängig* und für jeden fluorescirenden Stoff charakteristisch ist."

„3) Man findet constant in dem abgeleiteten Spectrum diejenigen Farben am intensivsten hervortreten, welche denjenigen, bei welchen die Fluorescenz beginnt, zunächst voran gehen."

Oder an einer andern Stelle: „Immer sind unter den durch Fluorescenz neu entstehenden Strahlen diejenigen die intensivsten, deren Wellenlänge derjenigen der Strahlen, in welchen die Fluorescenz zuerst auftritt, entweder gleich ist, oder doch nahe kommt, in diesem letztern Falle aber stets eine gröfsere ist als die der Gränze des Beginnes der Fluorescenz entsprechende."

Gegen den unter 1) ausgesprochenen Satz spricht unter Anderem deutlich die Erscheinung bei der Thiomelansäure. Die Fluorescenz dieser Substanz beginnt schon vor *C*, und nichts desto weniger enthält das Fluorescenzlicht Strahlen aus der Gegend zwischen *F* und *G*.

Gegen den Satz unter 2) spricht die an mehrern Orten, am ausführlichsten beim Naphtalinroth und der Thiomelansäure, besprochene Thatsache, dafs in Folge des Stokes'schen Gesetzes das Fluorescenzspectrum verkürzt wird, so wie auch der Umstand, dafs das Maximum des Fluorescenzspectrums verschieden liegt, wenn verschiedene Lichtarten erregend einwirken, wie wir dies bei der Morinthonerdelösung, beim Naphtalinroth, bei der Thiomelansäure, dem Bichloranthracen, dem Bisulfanthrachinon, dem Flufsspath, dem Fluoresceïn u. a. m. gesehen haben.

Es zeigt sich dabei auch häufig, dafs im Fluorescenzspectrum die Strahlen nur schwach vertreten sind, deren Wellenlänge bedeutend von der des erregenden Lichtes abweicht. So zeigt z. B. das Spectrum der Thiomelansäure nur ganz schwaches rothes Licht, wenn man die Fluorescenz mit Licht aus der Gegend von *H* erregt, während das Roth sehr deutlich auftritt bei Erregung mit Licht aus der Gegend von *E*. Doch kann dieser Satz nicht als allgemein gültig hingestellt worden, indem z. B. bei der Chlorophylllösung Licht aus der Gegend zwischen *G* und *H* noch verhältnifsmäfsig stark eine Fluorescenz erregt, deren Strahlen zwischen *B* und *C* liegen; auch beim Naphtalinroth ist in der Gegend von *H* die Erregung eines Fluorescenzlichtes noch ziemlich stark, das in Bezug auf Brechbarkeit nahe bei der Linie *D* liegt.

Gegen den unter 3) von V. Pierre angeführten Satz sprechen mehrere meiner Beobachtungen. Beim Naphtalinroth z. B. liegt der Beginn der Fluorescenz bei 139, das Maximum des Lichtes im Fluorescenzspectrum erst bei 171; bei der Thiomelansäure liegt der Beginn bei 83, das Maximum des Fluorescenzspectrums erst bei 268.



Einflufs des Lösungsmittels.

Ueber den Einflufs des Lösungsmittels hat sich V. Pierre wohl ganz richtig dahin ausgesprochen, dafs mitunter das Lösungsmittel Einflufs auf den Charakter der Fluorescenz habe. So unbestimmt dieser Satz klingt, so bin ich doch nicht im Stande, einen deutlicher sprechenden an seine Stelle zu setzen und in bestimmter Weise die Abhänglichkeit der Fluorescenz vom Lösungsmittel anzugeben. In einigen Fällen habe ich keinen Einflufs des Lösungsmittels constatiren können, so verhalten sich z. B die Lösungen des salpetersauren Chrysanilins in Aethe und in Schwefelsäure gleich, ebenso der ätherische und alkoholische Auszug aus Kienrufs, die ätherische und alkoholische Lösung des Amides der Terephtalsäure, die ätherische und alkoholische Lösung von Orseille, ebenso nach V. Pierre die alkoholische und wässrige Lösung von Fraxin und Aesculin. In andern Fällen giebt sich der Einflufs des Lösungsmittels bald in einer Verschiebung der Maxima des Fluorescirens, bald in einer solchen der Maxima des Fluorescenzspectrums zu erkennen.

Beginn und Maximum der Fluorescenz sind bei der ätherischen Lösung des Amides der Phtalsäure nach der violetten Seite verschoben im Vergleich mit der alkoholischen. Eine Verschiebung im gleichen Sinn ebenfalls beim Uebergang von der alkoholischen zur ätherischen Lösung wurde beim Chlorophyll einläfslicher besprochen; sie betrifft alle. Maxima mit Ausnahme von II. Ebenso zeigt die ätherische Purpurinlösung eine Verschiebung der Maxima nach der violetten Seite im Vergleich mit der Lösung in Alaun. Die Auszüge des Kienrufses zeigen ähnliche Unterschiede; beim Auszug mit Schwefelkohlenstoff liegen die Maxima am meisten nach Roth hin; sehr merklich mehr nach Violett bei dem Auszug mit Terpentinöl, und noch mehr bei dem mit Alkohol und Aether. Kraus [1]) hat den Satz ausgesprochen, dafs je dichter das

1) Sitzungsber. der phys. med. Societät zu Erlangen vom 10. Juli 1871.

Lösungsmittel, desto weiter die Absorptionsbänder gegen das rothe Ende rücken und umgekehrt. Da Fluorescenzmaxima und Absorptionsbänder einander entsprechen, so können, wie man sich leicht überzeugen kann, meine Versuche als Beweise für die von Kraus ausgesprochene Ansicht dienen; allein ein genaues Gesetz über den Zusammenhang läfst sich wohl noch nicht aufstellen, bevor weitere sorgfältige Versuche und Messungen angestellt sind; vor Allem wäre zu entscheiden, ob das specifische Gewicht, der Brechungsindex oder die brechende Kraft von entscheidendem Einflufs sind. Erst als meine Arbeit bald abgeschlossen war, habe ich, theilweise veranlafst durch die Bemerkungen von Kraus, die grofse theoretische Bedeutung dieser Verschiebungen erkannt, sonst hätte ich denselben gleich von Anfang an mehr Aufmerksamkeit geschenkt.

Aber auch das Fluorescenzspectrum und damit die Farbe der Fluorescenz werden unter Umständen durch das Lösungsmittel beeinflufst. So liegt bei der ätherischen Lösung des Amides der Phtalsäure das Maximum des Fluorescenzspectrums mehr nach dem Violett als das der alkoholischen Lösung. Ebenso zeigt die ätherische Lösung des Purpurins die Maxima des Fluorescenzspectrums mehr nach der violetten Seite gerückt als die Alaunlösung. Der Auszug aus Kienrufs mit Schwefelkohlenstoff zeigt 5 Maxima wie die Auszüge mit Terpentinöl, Alkohol und Aether, nur liegen alle 5 Maxima mehr nach der rothen Seite im Spectrum.

Es wäre nun die Frage zu beantworten, ob eine Verschiebung der Maxima der Fluorescenz immer auch eine Verschiebung der Maxima der Fluorescenzspectra nach sich zieht. Vergleichen wir mit einander die ätherische und alkoholische Lösung des Amides der Phtalsäure, die ätherische Lösung und Alaunlösung des Purpurins, den Auszug des Kienrufses mit Schwefelkohlenstoff und mit Terpentinöl, so müssen wir die Frage bejahend beantworten. Anders scheint sich jedoch, so weit bis jetzt meine Beob-



achtungen reichen, die Sache zu gestalten, wenn wir die Auszüge aus Kienrufs mit Terpentinöl einerseits und mit Aether oder Alkohol andererseits einander gegenüberstellen, indem der ätherische Auszug im Vergleich mit dem Terpentinölauszug eine Verschiebung des Maximums der Fluorescenz, nicht aber zugleich eine Verschiebung der Maxima des Fluorescenzspectrums ergiebt. Wie sich in dieser Hinsicht das Blattgrün verhält, habe ich, wie schon oben bemerkt, noch nicht untersucht.

Bei der Besprechung der Beobachtungen über die Verschiebung der Absorptionsstreifen des Chlorophylls und des Purpurins habe ich noch einige Rechnungsresultate über die Gröfse der Verschiebung in den verschiedenen Theilen des Spectrums angegeben; zu einem zuverlässigen allgemeinen Gesetze haben mich dieselben bis jetzt nicht geführt.

Aus dem Gesagten geht deutlich hervor, dafs über die Verschiebung der Maxima der Fluorescenz und der Maxima des Fluorescenzspectrums bei Anwendung verschiedener Lösungsmittel noch keine bestimmten Gesetze sich aussprechen lassen; jedenfalls verdient aber dieser Gegenstand, der sehr wohl geeignet seyn kann wichtige Anhaltspunkte für die Theorie der Fluorescenz zu geben, eine weitere sorgfältige Untersuchung.

Einflufs des Aggregatzustandes.

Die Frage, ob das Fluoresciren im festen Zustande das Fluoresciren im gelösten Zustande nach sich ziehe, und umgekehrt, mufs je nach der Beschaffenheit der Körper auf ganz verschiedene Weise beantwortet werden.

Es giebt Körper, die im festen Zustande fluoresciren und im gelösten gar nicht; so z. B. das Bariumplatincyanür.

Es giebt Körper, die im festen Zustande stark fluoresciren, und im gelösten schwach; so z. B. das salpetersaure Uranoxyd.

Es giebt auch Körper, die im festen und gelösten Zu-

stande stark fluoresciren, so z. B. das Photen, der Malzzucker, der Curcumafarbstoff, das Brasilin.

Es giebt ferner Körper, die im festen Zustand wenig fluoresciren und im gelösten stark, so z. B. das Aesculin, das schwefelsaure Chinin, die Amide der Phtalsäure und der Terephtalsäure.

Es giebt endlich Körper, die im festen Zustande gar nicht fluoresciren, sondern nur im gelösten; so z. B. das Naphtalinroth.

Zusammenhang von Phosphorescenz und Fluorescenz.

In wie fern Phosphorescenz und Fluorescenz als zwei wesentlich oder nur graduell verschiedene Erscheinungen aufzufassen sind, ist immer noch nicht mit Bestimmtheit zu entscheiden; doch drängt Vieles nach der letztern Ansicht. Eine entscheidende Antwort auf diese Frage kann nur gegeben werden, wenn es möglich wird, experimentell eine kleine Andauer der Lichtausstrahlung auch bei einigen stark fluorescirenden Flüssigkeiten nachzuweisen, was, wie ich oben angegeben habe, mir bis jetzt nicht gelungen ist; allerdings vielleicht nur darum, weil ich nicht im Stande war, meinem Apparate die hinlängliche Geschwindigkeit zu ertheilen.

Es sey hier nur noch bemerkt, daſs die Fluorescenzspectra mit Intermittenz, die wir bei manchen Körpern beschrieben haben, sehr viel Aehnlichkeit mit manchen Spectren phosphorescirender Körper haben, so daſs also auch von dieser Seite her eine gegenseitige Annäherung der beiden Erscheinungen angebahnt ist.

Theorie der Fluorescenz.

Auf die Kritik der verschiedenen Theorieen, die zur Erklärung der Fluorescenzerscheinung aufgestellt worden sind, will ich hier nicht näher eintreten; es wird dieſs vielleicht den Gegenstand einer zukünftigen Arbeit bilden; einstweilen erlaube ich mir nur die Behauptung, daſs keine der bis jetzt aufgestellten Theorieen im Stande ist, die groſse



Mannigfaltigkeit der besprochenen Erscheinungen zu erklären, und dafs es auch nicht so bald eine Theorie thun wird.

Dafs schon die theoretischen Betrachtungen von Stokes die richtigen Grundsätze einer Theorie enthalten, wird wohl allgemein anerkannt werden müssen. So werden wir annehmen müssen, dafs die den Körper treffenden Aetherschwingungen die Moleküle des Körpers in Bewegung setzen und ihn zu einem selbstleuchtenden Körper machen. Wir haben somit eine gewisse Aehnlichkeit mit dem akustischen Vorgange des Mittönens. Allein in einem Punkte ist die Verschiedenheit sehr grofs; die Untersuchung der Spectren des Fluorescenzlichtes, das durch homogenes Licht erzeugt ist, ergiebt als dessen Bestandtheil nicht auch homogenes Licht, d. h. nicht *eine* bestimmte Lichtsorte, sondern eine unendliche Anzahl in Bezug auf die Wellenlänge stätig in einander übergehender Lichtsorten. In dieser Beziehung schliefsen sich die Fluorescenzspectra an die Spectra der glühenden festen Körper an. Wenn das von einem gleichartigen Körper ausstrahlende Licht eine solche unendliche Mannigfaltigkeit von Schwingungsdauern hat, so ist die Erzeugung derselben, wie dies auch schon Stokes gezeigt hat, nur denkbar unter der Wirkung von Kräften, die nicht nur der ersten Potenz des Ausschlages proportional sind, und die also Schwingungen liefern, deren Schwingungsdauer eine Function des Ausschlages ist. Schon beim Glühen eines festen Körpers unter dem Einflufs einer hohen Temperatur müssen wir solche Schwingungen annehmen, da wir sonst nicht im Stande sind von dem continuirlichen Spectrum des Glühlichtes uns Rechenschaft zu geben. Die genaue theoretische Lösung des Problemes des Glühens eines festen Körpers ist nun nach meiner Auffassung die einfachere und leichtere Aufgabe, deren klare Lösung schon vorliegen mufs, wenn wir zu der gewifs complicirtern Aufgabe der Erzeugung des Fluorescenzlichtes schreiten wollen. Das Glühen der festen Körper bei hoher Temperatur ist bekanntlich

für die Körper von ganz verschiedener Natur gleich, es scheint somit unabhängig von der inneren Molekularconstitution zu seyn; während dieselbe bei dem Fluorescenzglühen in hohem Grade maafsgebend ist und als weitere Complication hinzutritt. Für die Rechtfertigung des Stokes'schen Gesetzes hat bekanntlich Stokes selbst einen einleuchtenden theoretischen Gesichtspunkt eröffnet; doch ist gewifs noch manches andere dabei in Berücksichtigung zu ziehen, aufser der sehr complicirten Molekularconstitution wohl auch die gröfsere Masse des erregten Körpermoleküls gegenüber dem erregenden Aetheratom; eine genaue Erklärung des Stokes'chen Gesetzes kann jedoch nur die Folge einer durchgeführten Theorie der Fluorescenz überhaupt seyn; und da wir diese noch nicht besitzen, so werden auch alle Erklärungen des Stokes'schen Gesetzes nur als vorläufige lückenhafte Hypothesen dastehen können. Alle Theorien der Fluorescenz aber, aus denen das Stokes'sche Gesetz nicht folgt, oder aus denen gar eine Abweichung vom Stokes'schen Gesetze sich ableiten läfst, können nach meiner Ansicht keinen Anspruch auf Annehmbarkeit machen.

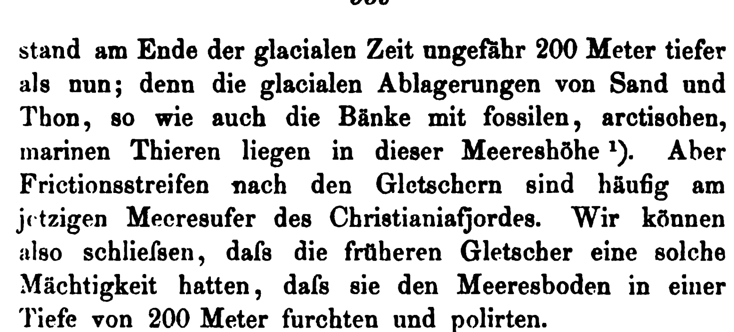
Basel, im Januar 1872.

III. *Die glaciale Bildung der Fjorde und Alpenseen in Norwegen;*

von Amund Helland,
Amanuensis am metallurg. Laboratorium zu Christiania.

1. Mächtigkeit und Ausdehnung früherer Gletscher.

Die Minimumsmächtigkeit der früheren Gletscher, während der glacialen Zeit, läfst sich in Norwegen aus vielen Beobachtungen beurtheilen. Der südöstliche Theil dieses Landes



stand am Ende der glacialen Zeit ungefähr 200 Meter tiefer als nun; denn die glacialen Ablagerungen von Sand und Thon, so wie auch die Bänke mit fossilen, arctischen, marinen Thieren liegen in dieser Meereshöhe [1]. Aber Frictionsstreifen nach den Gletschern sind häufig am jetzigen Meeresufer des Christianiafjordes. Wir können also schliefsen, dafs die früheren Gletscher eine solche Mächtigkeit hatten, dafs sie den Meeresboden in einer Tiefe von 200 Meter furchten und polirten.

Dafs die Gletscher der glacialen Zeit am Christianiafjorde eine Mächtigkeit von über 200 Meter hatten, ist weder etwas Neues, noch Unerwartetes, aber es ist von Interesse, dafs dieses von der ganzen Landesstrecke bis zur Insel Faerder an der Mündung des Christianiafjordes gilt; denn Faerder und die anderen Inseln hier zuäufserst am Meere sind stark gefurcht und gestreift, und es ist ferner von Interesse, dafs die Gletscher, so weit in der See und in einer solchen Tiefe, so mächtig waren, dafs sie die Inselchen und Holme furchen, ja denselben ihre Form geben konnten, wie es Rördam [2]) mit Zeichnungen illustrirt, und es Keilhau [3]) beschreibt, wenn er sagt:

Am meisten instructiv sind die Scheren und Holme in den hiesigen Fjorden. Denkt man sich ein Ei, mit dem spitzeren Ende gegen Norden gewendet, und dafs sein stumpfes Ende etwas abgeschlagen ist, sammt dafs es mit etwas mehr als der Hälfte in Wasser niedergesenkt ist, so hat man in dem Theile, der über dem Wasser liegt, ein genaues Bild vieler dieser Scheren. Der abgerundete Theil der Oberfläche, nämlich die Nordspitze, der Rücken und die Flanken in Osten und Westen zeigen auf den ersten Blick eine feinere oder gröbere Politur.

Man wird in diesen eiförmigen Inseln Keilhau's die *roches moutonnées* der Franzosen wiederkennen. Später werde ich erwähnen, dafs die Gletscher um eine Insel

1) Kjerulf, Zeitschrift der deutsch geol. Gesellschaft Bd. XV (1863).
2) Hörbye, *Les phénomènes d'érosion en Norvège.*
3) *Nyt Magazin for Naturvidenskaberne I.*

wie Faerder zu erreichen, ein Bassin von 433 Meter Tiefe passiren oder ausfüllen mufsten, denn eine solche Tiefe hat der Christianiafjord nördlich von Faerder.

Andere Beobachtungen erzählen von mächtigen Gletschern. Prof. Sexe[1]) erwähnt längs dem Ufer des Sörfjordes in Hardanger Frictionsstreifen, welche in einer Höhe von 480 Meter liegen. Das Land am Sörfjorde lag, wie die Terrassen zeigen, während der glacialen Zeit 100 Meter tiefer. Der Sörfjord hat nun unter der Stelle, wo die Frictionsstreifen beobachtet wurden, eine Tiefe von 380 Meter. Die Tiefe des Sörfjordes war also am Ende der glacialen Zeit 100 Meter gröfser oder 480 Meter, und die Gletscher reichten bis zu 380 Meter über dem damaligen Meere. Wir können einsehen, dafs die Gletscher hier den Boden des Sörfjordes gefurcht haben; denn ein Gletscher von 380 Meter Mächtigkeit über dem Meere kann eine neunmal so grofse Eismasse unter dem Wasser halten, und da die Tiefe des Sörfjordes nur 480 Meter war, so hat ein beträchtlicher Theil des Gewichtes des Gletschers auf dem Boden des Fjordes geruht und dieser wurde von den Steinen unter dem Gletscher gefurcht.

Keilhau[2]) hat im Aurlandsfjord in Sogn Frictionsstreifen hoch oben an den Felsen, so wie auch am Ufer des Fjordes gesehen, so dafs die Fjorde, sagt Hörbye, ganz von den erratischen Massen gefüllt waren. Aber die erratischen Massen Keilhau's und Hörbye's sind die Gletscher. Die gröfste Tiefe des Aurlandsfjordes, ehe er sich mit dem Sognefjorde vereinigt, ist 467 Meter; die Felsen am Aurlandsfjorde haben eine Höhe von 1400 Meter und darüber, so dafs der Gletscher, um den Aurlandsfjord zu füllen, eine Mächtigkeit von 1800 bis 2000 Meter gehabt haben mufs.

Am Svartevand zwischen Aurlandsfjord und Ulevasbotten sahen Keilhau und Hörbye Frictionsstreifen in einer Höhe von 1520 Meter. Diese Beobachtung zeigt,

1) *Maerker efter en Istid.* Universitätsprogramm 1866.
2) Hörbye *l. c.*

dafs nicht Gipfel anderthalbtausend Meter hoch aus dem Gletschermeere emporragten.

Erratische Blöcke auf dem Gipfel hoher Gebirge sind in Norwegen nicht selten. Da das Meer nicht bis zu den Gipfeln dieser Gebirge gereicht hat, so sind die Blöcke nicht von schwimmenden Eisbergen hieher geführt worden. Wir kennen nur die Gletscher als Träger solcher Steine.

Keilhau[1]) hat einen erratischen Block auf dem Gipfel des Suletindes gefunden; der Suletind ist aber 1806 Meter hoch. Dieser erratische Block mufs auf der Oberfläche eines grofsen Gletschers von andern höheren Gebirgen, aus einem anderen Gesteine bestehend, geführt worden seyn. Suletind ist einer der höchsten Gipfel des Fillefjelds, und das Vorkommen eines fremden Blockes hier giebt einen Fingerzeig, dafs die Mächtigkeit der Gletscher bis an, ja über Gipfel wie Suletind gereicht hat, und es war Bewegung in dieser ungeheuren Eismasse von Gipfel zu Gipfel.

Diese Beobachtung Keilhau's kann mit vielen andern aus verschiedenen Gegenden Norwegens ergänzt werden. Auf Rjüvenfjeld[2]), 1413 Meter üb. d. M., liegt ein mannshoher abgerundeter Block, ebenso auf Guslipiggen (1007 Meter).

Kleine Serpentinblöcke liegen auf dem südlichen Abhange des Sölens in Rendalen, einige hundert Fufs unter dem Gipfel. Sölen hat eine Höhe von 1788 Meter und die Serpentinkuppen liegen (Tronfjeld, dessen Gipfel aus Serpentin und Gabbro besteht, ausgenommen) bedeutend niedriger. Tronfjeld dagegen ist 1744 Meter hoch. Diese Blöcke auf Sölen machen es wahrscheinlich, dafs sich von Tronfjeld bis Sölenfjeld ein ungeheures Eisfeld erstreckte, das gegen 2000 Meter über dem Meere lag. Die Frictionsstreifen fehlen auch nicht auf den Gipfeln hoher Gebirge. Diese können aber das Werk lokaler Gletscher

1) Hörbye *l. c.*
2) Keilhau, *Nyt Magazin for Naturvidenskab. II.*

seyn und können so keine sichere Beurtheilungen für die Mächtigkeit der Gletscher abgeben.

Ich werde die Beobachtungen auf den äufsersten, im Meere liegenden Inseln studiren, um zu sehen, ob die Gletscher bis an die äufsersten Scheren gegangen sind, und ob sie die grofsen und tiefen Fjorde bis an die Mündung gefüllt haben, so dafs die Inseln hier gefurcht und gestreift sind.

Faerder und die andern Inseln an der Mündung des Christianiafjordes habe ich schon angeführt.

Die Inselgruppe Sülenoerne, die zuäufserst am Sognefjord liegen, sind gestreift und tragen deutliche Kennzeichen, dafs ein kräftiger Gletscher sich durch die Sunde an der Mündung des Sognefjords gedrängt hat. Forbes[1]) sagt von den Felsen und Inseln hier, dafs sie in einem übertriebenen Grade die Form der *roches moutonnées* darstellen. Schon vor einem halben Jahrhundert sind diese Verhältnisse von Prof. Esmark beobachtet worden. Er sagt, dafs die Gerölle des Conglomerates bei Stensund aussehen, als ob sie mit einem scharfen Messer quer überschnitten seyen. Er erklärt dieses durch die Annahme, dafs grofse Eismassen sich durch den Sund prefsten und die Felsenwände am Sunde abschliffen.

Sehr Interessant ist die kleine Insel Grip, die $1\frac{1}{2}$ norwegische Meilen im Meere westlich von Christiansund liegt. Sie ist niedrig, isolirt, fern von anderen Inseln und dem festen Lande. Sie ist stark gefurcht und mit Streifen und Ritzen[2]) bedeckt. Hörbye erwähnt Frictionsstreifen auf vielen Inseln. So bildet Stensoe, die an der nordöstlichen Seite der Insel Smölen liegt, eine einzige grofse Stofsseite. Also dasselbe Phänomen wie auf den Inseln im Christianiafjorde. Die Gletscher haben zuäufserst am Meere ganze Inseln gebildet.

Die Frictionsstreifen auf den genannten Inseln sind recht instructiv, wenn man sich der Tiefe der Fjorde, an

1) Forbes *Norway and its glaciers.*

2) Hörbye *l. c.*

deren Mündung die Inseln liegen, erinnert. Innerhalb Faerder ist, wie früher erwähnt, der Christianiafjord 433^m tief. Die Varaldsö, die mitten in dem Hardangerfjorde liegt, ist stark gefurcht auf der Seite, die sich gegen den inneren Theil des Fjordes wendet, aber die gröſste Tiefe des Fjordes in diesem inneren Theile ist 790 Meter. Ausgezeichnete Beweise der Wirkung der Gletscher zeigen, wie wir sahen, die Sülenöer; der Sognefjord hat aber auf einer Strecke von 5 norwegischen Meilen eine Tiefe von über 1200 Meter; seine gröſste Tiefe ist 1244 Meter. Dieses ist die gröſste mir bekannte Tiefe an der norwegischen Küste [1]).

Es scheint mir, daſs Beweise vorliegen, daſs der Sognefjord von dem Boden bis zu hoch an den Felsen am Ufer von einem mächtigen Gletscher gefüllt war. Der Gletscher des Sognefjordes hat seine Zuflüsse von weit ausgedehnten Gebirgen genommen. Der Fjord liegt mit seinen Armen an dem Fuſse hoher und wilder Felsen. Die Thäler des *Aardals* und *Lysterfjords* gehen zwischen dem *Jotunfjelde* hinauf und ihre südlichen Arme strecken sich auch zwischen mächtigen Gebirgen hinein, so hier Eis dem Meere zuzuführen war. Die Gletscher gingen an dem Gipfel des Suletindes 1806 Meter hinauf. Der Aurlandsfjord war mit einer Eismasse 1800 bis 2000 Meter mächtig ganz erfüllt, und dies war nur einer von den vielen Zuflüssen des groſsen Gletscherstromes, und endlich sind die Sulenöer, die doch eine Höhe von 564 Meter haben, ausgezeichnete *roches moutonnées*. Die Gletscher, die so mächtig ins Meer gingen, haben enorme Massen von Blöcken, Steinen,

1) Ich will hier einen Irrthum, der sich in Bischof's Geologie eingeschlichen hat, berichtigen. In dem ersten Band (S. 416) seiner Geologie erwähnt Bischof einer Meerestiefe von 7200 engl. Fuſs im Altenfjord, indem er zu dem Werke Forbes's (*Norway and its glaciers*) hinweist. Hier ist eine Verwechselung mit der Grundlinie eines Triangelnetzes. Denn einer Grundlinie 7200 Fuſs lang, keiner Meerestiefe erwähnt Forbes. Eine so bedeutende Meerestiefe ist an der norwegischen Küste nirgends beobachtet worden.

Sand und Schlamm mit sich geführt, und wir finden diese Massen wieder in den grofsen Meeresbänken einige Meilen aufserhalb der Küste. Die Verhältnisse sind hier eigenthümlich, und sie scheinen mir Interesse in Beziehung auf die Bildung der Fjorde zu haben.

Der Meeresboden an der Küste von dem Vorgebirge Stat bis an die Insel Smölen ist in den letzten Jahren von dem geographischen Bureau genau untersucht, und grofse Karten über den Meeresboden sind construirt worden.

Diese Karten zeigen, dafs die Fjorde als Tiefen in das Meer fortsetzen; ich werde diese Vertiefungen in dem Meeresboden unterseeische Fjorde nennen; sie setzen gewöhnlich bis 2 Meilen aufserhalb der durch die grofsen Inseln umgebenen Küstenlinie fort. Sogar geht ein unterseeischer Fjord (Bredsundsdybet), die Fortsetzung des Storfjordes, 5 Meilen weit ins Meer. Die unterseeischen Fjorde hören plötzlich auf und sind dann gänzlich verschwunden. Wo der Meeresboden nach dem Verschwinden der unterseeischen Fjorde ruhig geworden ist, sind die Tiefenverhältnisse einigermafsen eben, und der Boden besteht aus Sand, Singel und losen Blöcken. Vor den Enden der unterseeischen Fjorde setzen sich lose Massen mehrere Meilen ins Meer in einer Tiefe von 60 bis 200 Meter fort; der Boden hebt sich zuletzt zu 160 Meter und stürzt sich so viele Meilen westlich von der Küste plötzlich bis zu 600 Meter hinab. Auf der Stelle, wo sich diese losen Massen bis zu 160 Meter erheben, sind sie den Fischern unter dem Namen Storeggen wohl bekannt.

Wir finden in den grofsen Meeresbänken die Materialien der Moränen wieder; sie liegen vor den Enden der unterseeischen Fjorde; ich betrachte sie daher theils als wirkliche Moränen, theils als Sammlungen von grofsen Blöcken, Sand u. s. w., welche die Gletscher in grofser Menge auf der Stelle, wo sie aufhörten, hinterliefsen.

Die Beobachtungen, deren ich erwähnt habe, beweisen die Existenz mächtiger Gletscher während der glacialen



Zeit, und ich meine, daſs ich nicht übertreibe, wenn ich sage, daſs mancher Gletscher, der sich durch die Thäler drängte, eine Mächtigkeit von 1200 Meter hatte. Gletscher mit einem Druck von mehreren tausend Kilogrammen pro Quadratmeter gingen über den Felsenboden nicht einmal, sondern vielleicht durch Jahrtausende mit Geröllen und Sand furchend. Wir müssen uns an die Fjorde, Thäler und Alpenseen, diese alten Heerstraſsen der Gletscher, mit der Frage wenden, ob es die Gletscher seyen, die sie ausgefurcht haben.

II. Die Fjorde und Alpenseen sind nicht Spalten.

Ich werde untersuchen, ob eine andere Bildung der norwegischen Fjorde und Alpenseen als die glaciale wahrscheinlich sey.

Wer in Norwegen gewesen ist und davon einen Begriff hat, wie viele Seen und Fjorde sich in diesem Lande befinden, wird kaum behaupten, daſs alle diese Bassins ein Produkt localer Senkungen seyen. Daſs jedoch vielleicht irgend ein See in Norwegen durch eine locale Senkung gebildet worden, ist wohl möglich.

Keiner der Fjorde oder Alpenseen liegt in synklinalen Schichtenstellungen. Ich kenne keinen einzigen See oder Fjord in Norwegen, der einem solchen geognostischen Verhältnisse seine Existenz verdankte.

Die Fjorde und Seen sind nicht von dem Wasser erodirt worden; denn das in den Seen stillstehende Wasser besitzt keine erodirende Kraft, und die Tiefenverhältnisse in den Fjorden zeigen hinlänglich, daſs sie nicht von den Gewässern gebildet sind.

Man spricht häufig von Fjordspalten und so enge sind bisweilen die Fjorde, daſs sie dem Auge Spalten zu seyn scheinen. Doch gilt dies nur von den innersten und engsten Fjordarmen, und zieht man ihre wahre Profile oder berechnet man die Neigung der Felsen am Ufer, so zeigt es sich, daſs ihre gegenwärtige Form fern von der der Spalten

ist. Die Winkel von dem Meeresufer zu den Gipfeln in Hardanger und Sognefjord variiren zwischen 16 und 40°. Die Ursache, daſs die Fjorde dem Beobachter unmäſsige Spalten im Gebirge zu seyn scheinen, liegt darin, daſs die verticalen Abstände immer dem Auge, mit dem horizontalen verglichen, zu groſs erscheinen.

Wenn die tiefen Fjorde ursprünglich Spalten wären, so müſste man erwarten, daſs sie im Meere, wo die Erosion in jedem Falle am geringsten war, ihre ursprüngliche Spaltform bewahrt haben würden. Aber die unterseeischen Karten zeigen, daſs die unterseeischen Fjorde sich noch mehr von der Spaltenform als die Fjorde im Lande entfernen.

Der Bergmann kennt die Spalten in den Bergen; sie verwerfen seine Erzlagerstätten; er kennt die Spalten als Gänge und Klüfte. Daſs diese Spalten wirkliche Spalten sind, geht aus den Verwerfungen, die sie verursachen, hervor; solche Klüfte und Gänge sind nicht klaffend; aber die ursprüngliche Fjordspalten muſs man als klaffend denken.

Spalten in Bergen, das heiſst Gänge und Klüfte, verursachen Verwerfungen. Wenn die engen norwegischen Thäler, die Fjorde und Seen, groſse Spalten wären, so müſste man an vielen Stellen Verwerfungen finden. Aber eine Andeutung solcher Verwerfungen ist nur von dem kleinen Engersee bekannt, und der Felsenbau ist hier ganz exceptionell, und es geht auch nicht aus den Verhältnissen hier hervor, daſs der See selbst eine verwerfende Spalte sey. Es mag wohl seyn, daſs wer einige hundert Fjorde und Seen besuchte, den Schluſs ziehen könnte, daſs an irgend einer Stelle, wo jetzt ein Fjord ist, einmal eine verwerfende Spalte war, denn solche sind nicht selten, aber was ich hier hervorhebe ist, daſs der geognostische Bau der Thäler und Fjorde nicht auf ein so groſsartiges Phänomen als ein durch Hebungen auf berstendes Land hindeutet.

Ich will an einige groſse Verhältnisse erinnern. Es ist eine Thatsache, daſs die Länder, die ihre glaciale Zeit gehabt haben, auch ihre Fjorde und Alpenseen haben. In

Europa haben Norwegen, Schottland, Island, Spitzbergen ihre Fjorde und Zeichen einer glacialen Zeit. Dasselbe ist der Fall mit der Ostküste Amerikas bis an Maine, und mit der Westküste bis an Vancouvers Insel. Nördlich von Vancouvers Insel werden die Fjorde eben so zahlreich wie an der norwegischen Küste, sagen die amerikanischen Geologen. Von hier südlich ist die Küstenlinie einigermafsen eben bis an den 41. Grad südl. Br. in Chili; hier fangen alte glaciale Zustände und Fjorde wieder an. Dafs diese Verhältnisse, so stark wie geologische Verhältnisse überhaupt sprechen können, auf eine Verbindung zwischen Fjorden und Gletschern hinweisen, ist deutlich genug, aber hier werde ich die Aufmerksamkeit darauf lenken, dafs auch die Westküste Nord- und Südamerikas beweisen, dafs die Fjorde nicht grofse Spalten sind. Längs der Westküste Amerikas geht ein langer Zug sehr hoher Gebirge, deren einige Vulkane sind, oft bestehen sie aus granitischen Gesteinen. Hier hat einmal eine grofsartige Hebung der Anden stattgefunden. Wenn ein Land in tausend Spalten zerfallen könnte, so müfste die ganze Westküste Amerikas zerrissen gewesen seyn; die Küste ist aber eben, bis wir zu den Ländern mit Frictionsstreifen und Moränen kommen, da finden wir die Fjorde in Norden und Süden.

III. Geographische und geologische Verhältnisse als Zeugnisse der glacialen Bildung vieler Klippenbassins.

Der intimen Connection zwischen Fjorden und alten Gletschern habe ich eben erwähnt. In Beziehung auf die Alpenseen ist die Verbindung ebenso überraschend. Norwegen, Schweden, Finnland, Schottland, die Schweiz haben ihre ausgezeichneten Alpenseen, ebenso der von früheren Gletschern bedeckte Theil Nordamerikas. Prof. Ramsey[1]) schreibt: Es ist auffallend, dafs in Europa und Nordamerika die Seen, wenn man nördlich kommt, so überaus zahlreich werden, dafs ich zur Annahme einer intimen

1) *Journal of the geological Society. T. XVIII* (1862).

Connection zwischen ihrer Anzahl und den nördlichen Breiten, in welchen sie vorkommen, geführt worden bin.“ Er zeigt dann, wie New Hampshire, Vermont, der nördliche Theil von New York, Maine, Nowa Scotia, New Brunswick, Gaspé und Newfoundland mit Seen bestreut sind. Nördlich vom St. Lorenzstrom und den grofsen Seen ist das ganze Land noch merklicher mit unzähligen Seen besäet. Ferner erwähnt Prof. Ramsey wie diese grofse Landesstrecke ihre Frictionsstreifen, ihre *roches moutonnées* und ihre polirten Felsen hat. Endlich liegen fast alle diese Seen in Klippenbassins. Der Chef der geologischen Untersuchung in Canada, Sir Logan, ist nicht allein einig mit Prof. Ramsey über die glaciale Bildung der amerikanischen Seen im Allgemeinen, sondern glaubt auch, dafs die grofsen amerikanischen Seebassins vielleicht in derselben Weise ausgescheuert worden sind, denn sie sind alle wirkliche Kippenbassins aus verhältnifsmäfsig milden Gebirgsarten bestehend und von härteren Schichten umgeben [1]).

Neu-Seeland hat nach Dr. Haast [2]) Alpenseen von einer glacialen Bildung. In Norwegen liegen die Fjorde, Thäler und Seen so wie sie liegen müssen, wenn es ursprünglich hohe Gebirge mit Gruppen von Gipfeln waren von welchen die Gletscher ihre gröfsten Eismassen holten, indem sie erodirend nach dem Meere zogen. Kein Thal oder Fjord setzt quer durch die sogenannten Langfjeld oder durch Dovrefjeld, es gehen viele Thäler von den Langfjelden gegen Osten und viele Thäler und Fjorde von den Langfjelden gegen Westen, aber kein Thal geht durch diese Gebirge und kein Fjord geht durch. Wer von Osten nach Westen durch Norwegen reist, der hat die drei Stufen: das östliche Thal, das Gebirge und das westliche Fjordthal zu passiren. Durch niedrige näher an der Küste liegende Gebirgsysteme setzen Fjorde und Thäler; die eigentlichen Hochgebirge (Höifjeld) sind nicht zerrissen

1) Ramsey, *l. c.*
2) *Journal of the geol. Society. T. XXI* (1065).

wie die Küste; keine tiefe Spalte setzt durch die centralen Partien des Felsenkörpers, aber die Gletscher haben sich grofsartige Wege an beide Seiten gebahnt.

Es giebt in Norwegen mehrere directe geologische Zeugnisse einer glacialen Bildung der Alpenseen. Ich werde zuerst die Aufmerksamkeit auf einige Beobachtungen über die aushöhlende Kraft der Gletscher hinlenken.

In einer Abhandlung *The Alps and Himalayas* berichtet Hr. Medlicott [1]), dafs man einen Stollen zu dem kleinen Lungern See getrieben habe um Land aus seinem Delta zu gewinnen. Die steile emporsteigende Oberfläche lag so schön zu Tage, und sie zeigte zahlreiche, regelmäfsige, tiefe Furchen, ein unverkennbarer Beweis der hier besprochenen Wirkung der Gletscher. Viele solche Beweise dieser Wirkungsart der Gletscher finden sich unter Hörbye's Beobachtungen. Wenn ein Gletscher an ein Hindernifs wie eine aufrechtstehende Felsenpartie stöfst, so wird der untere Theil des Gletschers nicht still stehen, sondern dieser Theil wird an der Bewegung Theil nehmen, er wird den Boden so wie auch die Felsenwand scheuern. Keilhau [2]) sah in Siggevaag Frictionsstreifen an einer Felsenwand, die eine Neigung von 80 Graden gegen das Meer hatte; diese Streifen gehen aufwärts und haben so eine Deviation von 80° aufwärts gemacht, um die Hindernisse, die sich der Bewegung direct entgegensetzen, zu überwinden. Aehnliche Beobachtungen sind von Sexe gemacht worden, wenn er Furchen und Streifen, die von dem Thalboden hoch über entgegengesetzte Thalseiten steigen, erwähnt.

Ferner ist eine Beobachtung von Dr. Haast [3]) in Neu Seeland von Interesse, indem er nämlich gezeigt hat, dafs die Gletscher die gröfste aushöhlende Kraft an ihrem Ende haben. Er hat die Ursache erklärt und gezeigt, dafs es jetzt mit dem Tasmangletscher in Neu Seeland der Fall ist.

1) *Journal of the geol. society. T. XXIV* (1868).

2) Hörbye, *l. c.*

3) *l. c.*

Ich werde mich zu den Seen und Moränen in Norwegen wenden. Prof. Kjerulf[1]) hat gezeigt, dafs sich von Moos gegen Südosten und von Horten gegen Südwesten eine lange Reihe von Moränen erstreckt; sie sind den Einwohnern unter dem Namen „Raer" wohl bekannt. Hinter diesen Moränen von Moos gegen Südosten liegen folgende Seen: Vand Sjö, Minge Vand, Ise Vand, Tune Vand, Fem Sjoe, Roer Sjoe, Or Sjoe und mehrere kleine Seen. Man könnte glauben, dafs die Ursache dieses Phänomens folgende sey. Die Moränen bilden einen hinaufstehenden Rücken, hinter dem sich das Wasser gesammelt hat, so dafs sich hier keine Klippenbassins finden, indem die Moränen nur Dämme bilden. Aber das Verhältnifs ist nicht dieses, denn Prof. Keilhau, der die „Raer" nicht als Moränen kannte und keine Idee von der glacialen Bildung dieser Seen hatte, der aber doch ein lebendiges Gefühl von der Connection zwischen den Bassins und und den „Raer" hatte, schreibt: [2])

„Vor Allem auffallend ist das Verhältnifs, in dem die einzelnen Bänke fast ohne Ausnahme zu innerhalb liegenden und immer gegen NO. (d. h. auf der von der Küstenlinie abgewandten Seite) liegenden Bassins stehen. Dafs die Vand Sjö, Tune Vand u. s. w. in dem harten Gneisboden eine Suite von Bassins bilden, die auf einander von NW. bis SO. folgen, und dessen südliche Seiten fast ganz in einer Linie rechtwinklich auf dem genannten Streifen liegen, ist immer noch ein auffallendes Factum; denn diese Regelmäfsigkeit ist zu grofs, als dafs man darin einen blofsen Zufall sehen könnte."

Es sind also wie fast alle Seen in Norwegen wirkliche Klippenbassins, und dafs Keilhau Recht hat, wenn er sagt, dafs diese Regelmäfsigkeit zu grofs ist um ein blofser Zufall zu seyn, wird man erkennen, wenn man hört, dafs dieses Verhältnifs, die Klippenbassins hinter den Moränen, gar nicht exceptionell oder isolirt ist. Verfolgt man die

1) Zeitschrift der deutschen geol. Gesellschaft, Bd. XV (1863).

2) *Nyt Magazin for Naturvidenskaberne I.*

Moränen von Horten [1]) gegen SW., so findet man auch hinter diesen Klippenbassins und zwar folgende Seen: Borre Vand, Gog Vand, Farris Sjö, Halle Vand. Weiter gehen die Moränen in die See, aber sie kommen wieder herauf in der Insel Jomfruland. Diese Insel besteht fast ganz aus Geröllen und erratischen Massen; sie ist die alte lange wieder heraufiauchende Endmoräne. Was früher hinter den Moränen als Seen lag, liegt nun hinter dieser Insel und den unterseeischen Bänken als Fjorde. Der Frierfjord liegt hinter der Moräne, wo sie in die See geht; Kielefjord und Fosingfjord sind Klippenbassins hinter der Moräne auf Jomfruland.

Südwestlich von Jomfruland setzen die Moränen als unterseeische Bänke mit hinterliegenden Klippenbassins, Fjorden, fort. Aber das Studium dieser Verhältnisse muſs dahinstehen, bis auch dieser Theil der Küste mit dem Meeresboden genau untersucht worden ist. Meine Auffassung dieser Verhältnisse ist folgende. Die Moränen zeigen: von hieran gingen in einem Abschnitte der glacialen Zeit die Gletscher. Die Seen, die Klippenbassins, erzählen dasselbe. Hierauf höhlten die Gletscher aus. Es liegen nicht zufälliger Weise so viele Seen nach derselben Linie; die Gletscher gehen nicht zufälliger Weise bis an diese Linie. Es ist kein Zufall, daſs die Länge dieser Seen auf der Linie der Moränen senkrecht steht.

Oft finden wir dieses Verhältniſs: Klippenbassins hinter den Moränen, wieder. In der Richtung von Westen gegen Osten von Dröback liegt eine Reihe von Moränen; diese Moränen haben hinter sich folgende Seen von Osten gegen Westen: Ojeren, Lyseren, Mier Vand, Ski Vand, Gjersjoen und einen Fjord, den Bundefjord südlich von Christiania. Zu den Tiefenverhältnissen in dem Christiania- und Drammensfjorde werde ich später zurückkommen. Hier werde ich nur andeuten, daſs man an dem Drammensfjorde bei Svelvik eine Moräne, auf derselben Linie liegend,

1) Siehe Kjerulf und Dahel: *Geologisk Kart over det sondenfjeldske Norge.*

wiederfindet, und dafs der Drammensfjord nördlich von oder innerhalb dieser Moräne eine sehr viel gröfsere Tiefe als südlicher hat.

In der nächsten Umgegend Christianias liegen drei kleine Seen, Sognsvand, Bogstadvand und Maridalsvand, in einer Linie jeder mit seiner Moräne.

Häufig liegen Terrassen vor den Enden tiefer Seen. Eben vor dem Ende des Sees, wo das Wasser seinen Auslauf hat, sollte man keine Terrassen zu finden glauben; denn erst wenn der See mit Detritus erfüllt war, konnten sich lose Massen vor das Ende des Sees legen.

Prof. Sexe erklärt dieses Verhältnifs in einer Arbeit über die glacialen Bildungen am Hardangerfjorde folgendermafsen: „Die Terrassen, deren meiste sich an Moränen anschliefsen, können nicht, während ein einigermafsen mächtiger Gletscher sich durch den Hardangerfjord hinausschob, gebildet seyn; denn ein tiefgehender Eisstrom mufste dieses verhindern. Es ist auch nicht wahrscheinlich, dafs sie gebildet wurden, während die Gletscher der Thäler sich von dem Meere lang zurückgezogen hatten; denn da mufsten die oberhalb der Terrassen liegenden Seen mit Detritus, Schlamm, Sand, Kies und Stein gefüllt worden seyn. Das wahrscheinliche ist daher, dafs die Terrassen zu der Zeit, da die Gletscher der Thäler noch bis zum untersten Ende dieser Seen reichten und so noch ihr Becken ausfüllten, gebildet wurden [1])".

Also, wo wir Terrassen am Ausflusse eines Sees finden, da zeigen uns dieselben, wie die Moränen, die Gränze des Gletschers. Die Terrassen wurden vor dem Ende des Gletschers, der den See füllte, gebildet. Dieses stimmt damit überein, dafs glaciale Bänke, Moränen, häufig in den Terrassen verborgen sind.

Vor dem Ausflusse vieler grofser Seen in Norwegen liegen Terrassen. Vor dem Ende des grofsen Sees Mjösen liegen Sandebenen in Romerike. Die grofsen Seen Randsfjord, Kröderen, Spirillen, Sonoren, haben alle ihre grofsen

1) Sexe, *Marker efter en Istid. Universitetsprogram for* 1866.

Terrassen vor dem Ende [1]). Vor dem See Hurdalsvand liegt eine Moräne.

Leider sind es nur wenige Seen in Norwegen, deren Tiefen bekannt sind; unter diesen ist der Mjösen der tiefste, er hat eine Maximaltiefe von 452 Meter, und sein tiefster Punkt liegt 331 Meter unter der Meeresfläche. Mehrere Ursachen haben wahrscheinlich gewirkt, um ein so tiefes Klippenbassin wie Mjösen zu bilden. Verfolgt man den Flufs Laagen durch Gudbrandsdalen, so sieht man wie er seine Zuflüsse von dem wildesten und höchsten Gebirge genommen hat, und die Wege der Gletscher waren im Grofsen dieselben, wie die der jetzigen Flüsse. Mächtige Gletscher sind also von Rondane, von den Gebirgen in Lesje, und durch Espedalen von den Jotunfjelden gekommen. Am nördlichen Ende des Mjösen hatten sich diese Gletscher gesammelt, hier konnten sie am kräftigsten arbeiten, und das Meer nahm keinen grofsen Theil ihrer Arbeitskraft, wie der Fall länger südlich war; ferner blieben die Gletscher länger hier als an den südlicheren Seen. Trotz der grofsen Tiefe des Mjösen betrachte ich daher seine glaciale Bildung als ebenso unzweifelhaft wie die der kleinen südlicheren Seen bei den Moränen.

Die gröfsten Tiefen folgender drei norwegischer Seen sind:

	Gröfste Tiefe.	Meereshöhe.	Tiefe unter der Meeresfläche.
Mjösen	452 Meter	121 Meter	331 Meter
Storsjöen in Rendalen	301 -	257 -	44 -
Tyrifjord	281 -	63 -	218 -

Von den grofsen Seen in Italien und der Schweiz sind es nur der Lago Maggiore und der Lago di Como, die gröfsere Tiefen als der Mjösen haben; von den anderen Seen haben nur der Zuger- und Genfersee eine gröfsere Tiefe als Storsjöen.

Es ist im westlichen Theile Norwegens ein sehr häufiges Phänomen, dafs es am inneren Ende der Fjord-

1) Kjerulf, *Om Skuringsmärker. Universitetsprogram* 1870.

arme bis zu ungefähr 100 Meter über dem Meere kleine Seen als Klippenbassins mit Moränen oder Terrassen am Ausflusse liegen. Solcher Seen finden sich viele zum Beispiele in Hardanger und Sogn. Diese Seen sind nicht durch die Moränen als Dämme gebildet, sondern sie sind wirkliche Klippenbassins, denn aus den Seen, die ich gesehen habe, läuft das Wasser im festen Gesteine hinaus. Auch nicht diese Seen mit Moränen und Terrassen in den inneren Theilen der Fjorde können als bloſse Zufälligkeiten betrachtet werden, denn das Phänomen wiederholt sich vielmal in den Thälern der Fjorde. Das Verhältniſs ist dasselbe wie bei den Seen an den „Raer“. Die Gletscher sind in dem letzten Abschnitte der glacialen Zeit bis an die Stelle, wo jetzt die Terrassen oder Moränen liegen, gegangen. Hier sind sie während der Zeit, die zum Aushöhlen dieser Seen nöthig war, geblieben.

Zoologische Verhältnisse beweisen auch, daſs die Gletscher längere Zeit in den Fjorden verweilt haben. Hr. G. O. Sars [1]) hat gezeigt, daſs Lofoten, der Hardangerfjord und der Christianiafjord arctische Thiere gemein haben, die an der langen Küstenlinie jetzt nicht vorkommen, die in der glacialen Zeit aber auch an der Küste lebten. Dieses Verhältniſs, Fjorde mit einer veralteten arctischen Fauna scheint darauf hinzudeuten, daſs die arctischen Zustände sich lange in den Fjorden gehalten haben, so daſs die Thiere sich allmählich an die neuen Zustände der Dinge gewöhnen konnten. Auch haben die Fjorde jetzt, wie es Sars zeigt, gewisse Aehnlichkeiten mit dem arctischen Meere. Daſs der Uebergang zu den jetzigen Zuständen an der Küste ziemlich plötzlich war, stimmt mit geologischen Verhältnissen überein. Die unterseeischen Fjordstufen auſserhalb der Küste sind rein und frei von Bänken. Wenn der Uebergang hier an der Küste allmählich geschehen wäre, so würden diese Tiefen von glacialen Massen, Geröllen u. s. w. gefüllt worden seyn, oder es

1) *Christiania, Videnskab. Selskabs Förhandlinger* 1871.

würde wenigstens die eine glaciale Bank nach der anderen als Moräne in diesen Tiefen liegen, was nicht der Fall ist.

Im inneren Theile des Sognefjordes haben von der Mündung an sich dagegen die Gletscher stufenweise zurückgezogen, denn nach Hr. de Seue [1]) finden sich glaciale Bänke an einigen Stellen quer über dem Boden des Sognefjordes.

Der geognostische Bau Norwegens und die Existenz tiefer Alpenseen giebt zu folgenden Betrachtungen Anlafs. Es fehlen im südlichen Norwegen alle Formationen von Devon an bis zu den glacialen Bildungen. Wenn die Alpenseen Norwegens sehr alt, älter als die glaciale Zeit wären, also in Verbindung mit der ersten Bildung des Landes ständen, so müfsten sie am Anfange der glacialen Zeit von Detritus gefüllt gewesen seyn. Aber in Norwegen sind keine praeglacialen Süfswasserbildungen bekannt, und in den vielen Geröllen, die von den Gletschern umhergetragen wurden, ist keine Andeutung solcher gefunden. Wer die Seen und die Fjorde daher als sehr alt betrachtet, der mufs annehmen, dafs sie zuerst gefüllt, dann von den Gletschern während der glacialen Zeit gereinigt worden seyen. Zu einem solchen Resultate ist de Mortillet in der Schweiz gekommen, von der praeglacialen Existenz der Alpenseen ausgehend.

Das Verhältnifs ist jedoch dieses: Die Gebirge in Norwegen sind sehr alt, aber die Fjorde und Alpenseen sind jung, nicht älter als die glaciale Zeit, während dieser ausgehöhlt, daher sind sie so rein und tief. Wären sie älter, so müfsten sie gefüllt und wieder gereinigt worden seyn, aber zu einer solchen Annahme giebt Nichts Anlafs.

IV. Tiefenverhältnisse als Zeugnisse der glacialen Bildung der Fjorde.

In seiner Arbeit über die glacialen Phänomene in Hardanger schreibt Prof. Sexe [2]).

1) *Le névé de Justedal. Universitetsprogram for* 1870.
2) *Maerker efter en Istid.*

„Nachdem, was ich oben gesagt habe, namentlich von der Höhe der Frictionsstreifen, welche der Gletscher, der durch den Hardangerfjord hinausging, hinterlassen hat, welche Höhe zu der Annahme einer ungeheuren Mächtigkeit des Gletschers führt, darf es auch eine Frage seyn, ob er nicht auf dem Boden des Fjordes hinabschurrte, was vielleicht erklären könnte, dafs der Fjord, mit der Nordsee verglichen, eine so bedeutende Tiefe hat.“

Die Tiefen der Fjorde in Norwegen sind im Ganzen grofs; die Tiefe der Nordsee geht nur selten über 100 Meter; und viele nicht sehr grofse Fjorde in Norwegen haben oft eine Tiefe von 600 Meter. Der Boden des Sognefjordes liegt auf einer längeren Strecke 13 Mal tiefer als der der Nordsee. Durch die Annahme, dafs die Gletscher die Fjorde ausgehöhlt haben, wird dieses auffallende Phänomen begreiflich. Die Wirkung der Gletscher ist zweifach: erstens die Fjorde und die Tiefen an der Küste auszuhöhlen, und demnächst die Nordsee untiefer zu machen. Die erste Arbeit wurde von den Gletschern ausgerichtet, die andere besorgten die Eisberge und die Gewässer im Meere.

Viele Tiefenverhältnisse in den Fjorden werden durch die glaciale Bildung dieser verständlich. Hr. de Seue schreibt in seiner Arbeit über die Justedalsbrae [1]).

„Es ist sehr merkwürdig, dafs die Tiefe des Sognefjordes aufserhalb Balestrand und Vik so bedeutend, ungefähr 200 Meter, zunimmt. Es ist diese Stelle, wo die Eisströme von dem inneren Sogn sich mit den Eisströmen von Fjaerland und Vik vereinigt haben, so dafs die Mächtigkeit des Gletschers eben an dieser Stelle aufserordentlich zunehmen mufste, denn die Breite des Fjordes nimmt nur wenig zu.

Was hier von einer einzelnen Stelle gesagt wird, scheint im Ganzen eine Regel im inneren Theile mehrerer Fjorde zu seyn, wenn sich zwei Fjordarme vereinigen, wie es folgende Tiefen in dem Sogne- und Hardangerfjorde zeigen.

1) *l. c.*

Tiefen des Sognefjordes.

Im innersten Theil (Lijsterfjord)		344 Meter
Wo der Fjord sich mit Gaupnefjord	vereinigt	369 „
„ „ „ „ „ Aardalsfjord	„	642 „
„ „ „ „ „ Lardalsfjord	„	930 „
„ „ „ „ „ Aurlands und Naröfjord	„	962 „
„ „ „ „ „ Sogndalsfjord	„	1011 „
„ „ „ „ „ Fjarlandsfjord	„	1199 „
„ „ „ „ „ mehreren kleinen Fjorden	„	1244 „

Tiefen des Hardaugerfjordes.

Im innersten Theile (Oifjord)		423 Meter
Wo sich der Fjord mit Osefjord	vereinigt	470 „
„ „ „ „ „ dem grofsen Sörfjorde	„	697 „
„ „ „ „ „ Gravensfjord	„	791 „

Wo Gletscher, mächtige wie die alten Gletscher in den Fjorden, sich vereinigen, da nimmt die erodirende Kraft zu. Dies scheint mir die einfachste Erklärung dieser Verhältnisse zu seyn. Man mufs übrigens bei dem Studium dieser Tiefenverhältnisse nicht zu viel ins Detail gehen; man mufs erinnern, dafs es andere Umstände als die Mächtigkeit der Gletscher giebt, die Einflufs haben auf die Tiefe, welche die Gletscher beim Erodiren erreichten.

Näher am Meere, jedoch ehe sie das Meer erreichen, werden der Sogne- und Hardangerfjord weniger tief. Die Zuflüsse der Gletscher von den Gebirgen nehmen hier ab, das Wasser hat grofse Mengen von Eis verzehrt, und endlich scheinen die quer über dem Sognefjorde liegenden Moränen darauf hinzuzeigen, dafs der innere Theil des Fjordes während einer längeren Zeit von den Gletschern gescheuert worden ist. Vielleicht ist dies alles die Ursache des auffallenden Phänomens, dafs die grofsen Fjorde näher am Meere seichter werden. So hat der Hardangerfjord nahe an der Mündung nur eine Tiefe von 301 Meter.

Keine der bekannten unterseeischen Fjordtiefen übersteigt 346 Meter und, wie erwähnt, sind Tiefen von 600 Meter keine Seltenheiten in den Fjorden an der westlichen Küste Norwegens. Die Ursache dieses Phänomens ist wahrscheinlich auch die geringere erodirende Kraft der Gletscher fern von ihren Zuflüssen. Die unterseeischen Fjorde enden plötzlich, nicht dem Anscheine nach etwa dadurch, daſs eine groſse Moräne die Tiefe absperrte; vielmehr ist durch die unterseeischen Karten unzweifelhaft, daſs es der Meeresboden ist, der sich am Ende der unterseeischen Fjorde hebt. Dies stimmt mit der glacialen Bildung der Fjorde überein. Es wird sich eine groſse Tiefe bilden, da, wo der Gletscher stand. Vor dem Gletscher wird der Boden seine ursprüngliche Form behalten.

Wer die Fjorde für älter als die glaciale Zeit ansieht, aber die Meeresbänke als glaciale Bildungen erkennt, der muſs ein wunderbares Spiel von Zufälligkeiten voraussetzen, indem die mächtigen Meeresbänke eben da auftreten, wo die unterseeischen Fjorde enden. Es ist doch zu erwarten, daſs dieser oder jener Gletscher nicht gerade bis zum Ende der Tiefe reichte, und da würde diese unzweifelhaft von Detritus gefüllt worden seyn.

Die Tiefenverhältnisse in dem Christiania- und Drammensfjorde sind sehr interessant. Der Drammensfjord ist in seinem südlichen Theile nicht tief, ungefähr 36 Meter. Bei Svelviken setzt eine groſse Moräne quer über den Fjord, und dieser hat hier nur eine Tiefe von 5 Meter. Aber im inneren Theil hat der Fjord eine Tiefe von 124 Meter. Am inneren Theile des Christianiafjordes geht, wie früher erwähnt, eine Reihe von Moränen von Dröbak gegen Osten, und innerhalb oder nördlich von Dröbak ist dieser Fjord 133 Meter tief. Endlich geht parallel mit dem Drammensfjorde und Christianiafjorde der Bundefjord, der gegen Süden keinen Ausweg hat, 166 Meter tief ist und vor dem südlichen Ende dieses Fjordes liegt eine Moräne bei Froen.

Wir haben hier drei Arbeiten von den Gletschern

zu derselben Zeit ausgeführt. Das Aushöhlen dieser drei Klippenbassins war die letzte Arbeit der Gletscher im Christianiafjorde; denn diese drei Klippenbassins entsprechen den Standpunkten der Gletscher in einem Abschnitte der glacialen Zeit; diese Standpunkte sind durch die Moränen angegeben.

Diese Bassins in den Fjorden entsprechen Alpenseen in derselben Linie liegend, mit Moränen am Ende; also zu derselben Zeit unter denselben glacialen Zuständen gebildet. Diese Alpenseen habe ich schon früher genannt: Giersjö, Mier Vand u. s. w. Diese Verhältnisse zeigen, dafs die Bildung der Fjorde und Alpenseen identisch ist. Es liegen zuerst hinter der Reihe der Moränen einige kleine Seen, deren glaciale Bildung evident ist; in derselben Linie liegt ein so grofser See wie Ojeren; seine Bildung mufs dieselbe seyn. Wir kommen nächst an ein Bassin, den Drammensfjord, der ein Mittelding zwischen einem Fjord und einem Alpensee ist; sein Wasser ist brack, er ist nur durch einen seichten Canal, der häufig gereinigt werden mufs, um nicht gefüllt zu werden, mit dem Meere verbunden; die Thiere, die dieses Bassin bewohnen, sind nach G. O. Sars[1]) in der Tiefe arctisch, marin, Ueberreste, welche die glaciale Zeit überlebten; aber im oberen Theile des Bassins findet sich eine vollständige Süfswasserfauna, doch sind auch hier ursprünglich marine Thiere, die sich an das süfse Wasser gewöhnt haben, gleich wie sich auch in dem alten Fjorde, dem jetzigen Alpensee Mjösen, eine kleine ursprüngliche marine Fauna findet. Es ist klar, die Bildung des Drammensfjord ist identisch mit der der Alpenseen, aber die Bildung des Drammensfjord und des Christianiafjord mufs dieselbe seyn. Wir werden von den kleinen Seen zu den grofsen Meeresfjorden geführt.

Dafs ein Land wie Norwegen, das wesentlich aus krystallinisch-schiefrigen und granitischen Gesteinen besteht,

1) *Nyt Magazin for Naturvidenskab. XVI.*

ursprünglich eine andere Oberfläche gehabt hat, ist wohl gewiss. Dieses Land scheint seit der devonischen Zeit über dem Meere gelegen zu haben, und dafs die Gewässer während dieser langen Zeit die ursprünglichen Vertiefungen tiefer gemacht und sehr bedeutende Thäler gebildet haben, ist wohl auch gewifs. Wie tief diese Thäler am Anfange der glacialen Zeit waren, davon wissen wir nichts. Aber diese Thäler und Vertiefungen haben die Wege der Gletscher bestimmt, und sie haben den Gletschern den Plan gemacht; denn die Wege der Gletscher wurden in den meisten Fällen die Wege der Flüsse.

Ich werde die Beweise der glacialen Bildung der Alpenseen und Fjorde resumiren.

1) Die Mächtigkeit der Gletscher in Norwegen während der glacialen Zeit war sehr grofs.

2) Der innige geographische Zusammenhang zwischen Fjorden und Alpenseen und glacialen Bildungen ist keine Zufälligkeit.

3) Die Lage der Alpenseen hinter den Moränen und hinter Terrassen mit Moränen, Phänomene, die sich in Norwegen vielfach wiederholen, ist kein sonderbares Spiel der Natur.

4) Der Mangel an praeglacialen Süfswasserbildungen scheint für die glaciale Bildung der Seen zu sprechen.

5) Die Tiefe der Fjorde ist gröfser als die Tiefe der Nordsee, was ein Resultat der aushöhlenden Arbeit der Gletscher und der ausfüllenden Arbeit der Eisberge ist.

6) Wenn sich zwei Fjorde vereinigen, so wird der Fjord tiefer, denn die Mächtigkeit und mit dieser die aushöhlende Kraft der Gletscher wurde gröfser.

7) Die Tiefen der unterseeischen Fjorde im Meere sind nicht so grofs wie die Tiefen der Fjorde im Lande, denn die erodirende Kraft ist im Meere verringert.

8) Die unterseeischen Fjorde endigen plötzlich, denn die Gletscher endigten plötzlich.

9) Die unterseeischen Fjorde, Aushöhlungen im Meeresboden endigen eben wo die glacialen Bänke anfangen.



Die Gletscher gingen nicht zufälligerweise eben an das Ende der unterseeischen Fjorde.

10) Die Moränen am Christianiafjorde zeigen, daſs die Gletscher sich in einem Abschnitte der glacialen Zeit auf einem gewissen Standpunkte gehalten haben, und dieser Standpunkt correspondirt mit innerhalb liegenden tiefen Bassins.

11) Die Fjorde und Seen liegen in den Wegen der Gletscher und sie liegen so, wie es ihre glaciale Bildung fordert.

12) Die Fjorde an der westlichen Küste Norwegens sind tiefer als an der südlichen Küste, denn die Gletscher waren hier näher an ihren Zuflüssen in den hohen Gebirgen, wurden daher auf dem Wege nicht entkräftet, und die Neigung gegen das Meer ist hier groſs, und die Geschwindigkeit und die Erosion daher gröſser. Ferner ist ein Fjord wie der Sognefjord tiefer als der Hardangerfjord, weil der Gletscher im Sognefjord seine Zuflüsse von höheren und weitläufigeren Gebirgen erhielt.

Ich habe, wo ich der Mächtigkeit der Gletscher erwähnte, vorausgesetzt, die Fjorde hätten während der ganzen glacialen Zeit existirt. Da die Fjorde von den Gletschern erodirt worden sind, so sind die hoch über dem Meere an den Ufern der Fjorde liegenden Frictionsstreifen vielleicht in einem frühern Abschnitte der glacialen Zeit gebildet, während noch ein groſser Theil des Fjordes nicht erodirt war, und die Mächtigkeit der Gletscher in den Fjorden war daher vielleicht nicht ganz so groſs, wie diese Frictionsstreifen anzeigen; aber dies ist gewissermaſsen gleichgültig, denn die Gegner der Theorie müssen die früher genannten Mächtigkeiten annehmen. Ferner bin ich von der Voraussetzung ausgegangen, daſs das Land während der ganzen glacialen Zeit so tief lag wie es die Terrassen und die Bänke mit arctischen Fossilien anzeigen. Vielleicht hat Norwegen in einem Abschnitte der glacialen

Zeit viel höher gelegen; aber auch dies ist gewissermaſsen gleichgültig. Denn wer nicht glaubt, daſs die Gletscher auch im Meere ausfurchen können, der muſs eine höhere Lage Norwegens während der glacialen Zeit annehmen. So glaubt Prof. Dana, indem er von der glacialen Bildung der Fjorde ausgeht, daſs die Länder mit Fjorden während der glacialen Zeit höher lagen. Eine solche Annahme ist aber nicht nöthig, denn die Gletscher können auch unter dem Meere scheuern, wenn sie mächtig genug sind. Hier werde ich jedoch die Aufmerksamkeit darauf lenken, daſs das Weltmeer in der glacialen Zeit wahrscheinlich niedriger stand. Wenn Norwegen von einer Eismasse von ungefähr 1200 Meter Mächtigkeit bedeckt war, so muſste das Weltmeer dadurch 1 Meter sinken, und wenn die glacialen Zustände über groſse Landstrecken gleichzeitig waren und also groſse Massen von Wasser aus dem Weltmeere genommen wurden, so muſste eine nicht unbedeutende Senkung desselben stattfinden.

IV. *Ueber einen merkwürdigen Lavablock, ausgeschleudert vom Vesuv bei der groſsen Eruption im April* 1872; *von G. vom Rath in Bonn.*

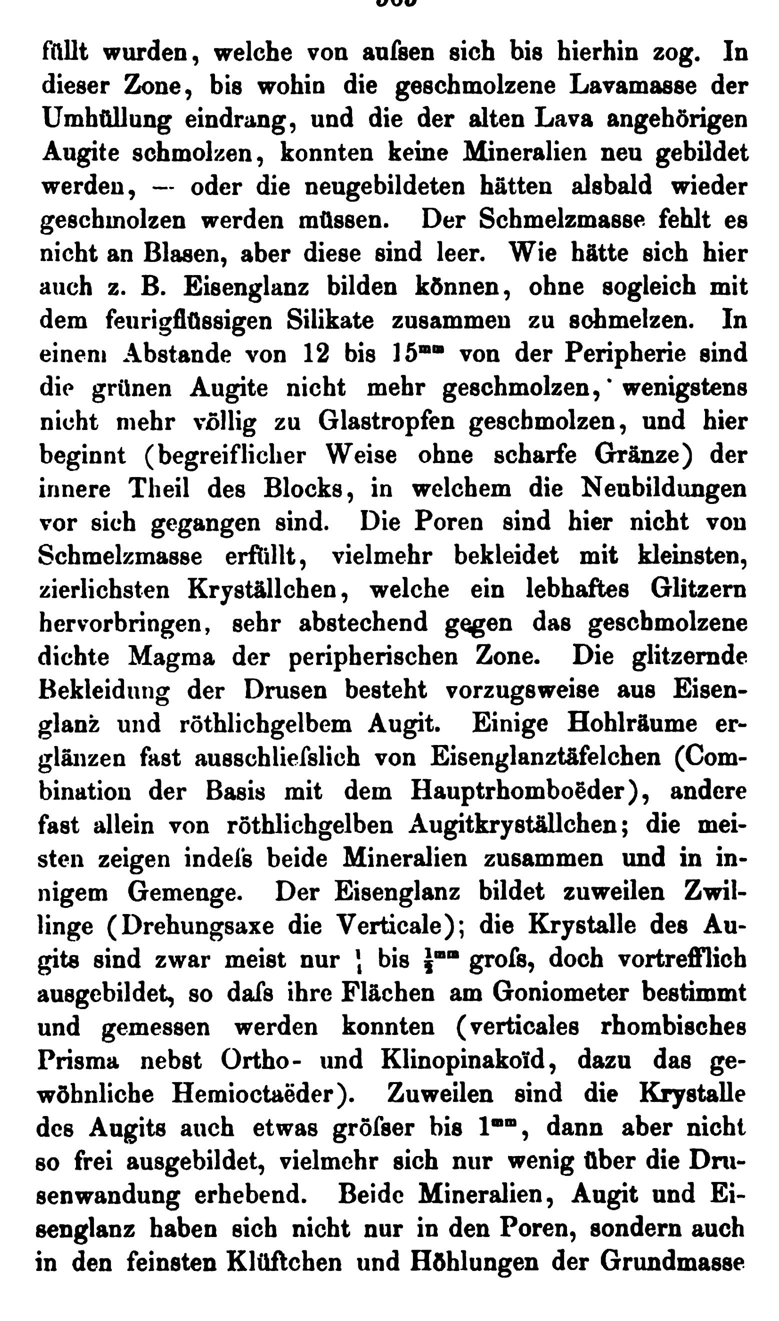
Allen Mineralogen sind die mineralreichen Aggregate, die sogenannten Auswürflinge, bekannt, welche in den Tuffschichten des Monte di Somma gefunden werden. Die Mehrzahl dieser herrlichen Mineralaggregate werden von dem heutigen Vesuv nicht mehr ausgeworfen. Wohl aber finden sich auch jetzt unter seinen feurigen Projektilen Stücke älterer Lava, charakterisirt durch gröſsere Leucitkrystalle, als die neueren Lavaströme und Schlaken darbieten. Die Untersuchung solcher Blöcke hat, wenn dieselben neugebil-



dete Mineralien erkennen lassen, ein hohes geologisches Interesse. Zwar kann auch die gewöhnliche Lava mit ihrem vielartigen Mineralgemenge, mit ihren, zuweilen die Poren bekleidenden feinen Krystallen nicht das Product einer einfachen Erstarrung seyn. Ein Theil der in der erstarrten Lava ausgeschiedenen Krystallkörner war vielmehr schon schwimmend im Strome vorhanden, ein anderer Theil krystallisirte aus der feurigflüssigen Masse bei der fortschreitenden Erstarrung, während gewisse in Drusen erscheinende Krystalle auf die Mitwirkung von Dämpfen und Gasen, welche im feurigen Magma thätig waren, hinweisen. Bei den gewöhnlichen Laven und Schlacken ist indeſs die Unterscheidung der verschiedenen Mineralbildungen eine überaus schwierige, wie denn auch in der flieſsenden und erstarrenden Lava verschiedenartige mineralbildende Processe sich combiniren mögen. In günstigerer Lage befindet sich die Beobachtung, wenn ein Stück alter zelliger Lava von neuem der vulkanischen Thätigkeit unterlag und theils zum Substrat, theils zum Träger neuer Mineralbildungen diente. Solche neu entstandenen Krystalle lassen sich weit bestimmter und leichter von der ursprünglichen Lava unterscheiden. Das Studium solcher Vorkommnisse führt uns zu der Erkenntniſs, daſs die Massen von Wasser, Chlorwasserstoff, schwefliger Säure, Chlornatrium, Eisenchlorid etc., welche von den Ausbruchsschlünden und ebenso von der Lava ausgehaucht werden, nicht etwa nur begleitende Erscheinungen bei der Bildung vulkanischer Felsen und Mineralaggregate sind, daſs sie vielmehr wesentlich mitwirken bei deren Entstehung. Wenn es erst gelungen ist, bei den vulkanischen Processen die Entstehung der Mineralien aus Dämpfen oder unter Mitwirkung von Dämpfen nachzuweisen und zu erklären, dann wird auch der Schlüssel für manche Probleme in Bezug auf die plutonischen Gesteine und ihre Drusenmineralien gefunden seyn.

Ein vom Vesuv während seines letzten Paroxysmus ausgeschleuderter Lavablock, von welchem mir ein Stück

durch die vielbewährte Freundschaft des Hrn. Scacchi übersandt wurde, ist überaus lehrreich in Bezug auf Bildung von Mineralien durch vulkanische Dämpfe. Dieser Block macht es in der That unzweifelhaft, dafs, während in der peripherischen Zone durch das vulkanische Feuer der Augit schmolz, der Leucit zerstört wurde, — im Innern die zierlichsten Krystalle von Eisenglanz, Magneteisen, Augit, Sodalith, Glimmer gebildet wurden. Ursprünglich hatte unser Lavablock ohne Zweifel das Ansehen so vieler Lavavarietäten aus den Gängen und den Conglomeraten des Somma-Walles. Den Vesuvkennern ist die Beschaffenheit der alten Lava, der „*Lava antica*", wohl bekannt. Dichtgedrängte, bis 3^{mm} grofse Leucite, spärlichere grüne Augite, bis 5^{mm}, — eine mit vielen, bis 10^{mm} grofsen Poren versehene Grundmasse bezeichnen den ursprünglichen Charakter unseres Gesteins, welches vor der wohl durch die Mineraliensucher geschehenen Zertrümmerung vielleicht Kopfgröfse erreichen mochte. Das mir vorliegende Stück zeigt sowohl die Beschaffenheit der Aufsenseite als auch des Innern. — Als Hülle findet sich eine nur wenige Millimeter starke Schicht schwarzer Lava, welche an der Oberfläche blasig, nach innen dicht, obsidianartig geschmolzen ist. In dieser Hülle sind offenbar einzelne Theile des alten Lavastücks z. B. die Augite, zusammengeschmolzen mit neuer Lava, auf oder in welcher unser Block vor seiner Eruption im Kraterschlunde mufs geschwommen haben. Während man von den Augiten in dieser peripherischen Zone Nichts mehr wahrnimmt, sind die Leucite zwar verändert und zerstört, doch nicht geschmolzen. Als weifse Körner, durchtränkt mit grünlicher Schmelzmasse, heben sie sich aus der schwarzen Schlackensubstanz hervor. Auf diese äufsere Zone folgt eine andere, 10 bis 15^{mm} mächtige, innerhalb welcher das Gestein fest und geschlossen ist, während man von Neubildungen nichts wahrnimmt. In dieser Zone sind die Augite gleichfalls noch geschmolzen, während die Poren des Gesteins durch Schmelzmasse er-



füllt wurden, welche von aufsen sich bis hierhin zog. In dieser Zone, bis wohin die geschmolzene Lavamasse der Umhüllung eindrang, und die der alten Lava angehörigen Augite schmolzen, konnten keine Mineralien neu gebildet werden, — oder die neugebildeten hätten alsbald wieder geschmolzen werden müssen. Der Schmelzmasse fehlt es nicht an Blasen, aber diese sind leer. Wie hätte sich hier auch z. B. Eisenglanz bilden können, ohne sogleich mit dem feurigflüssigen Silikate zusammen zu schmelzen. In einem Abstande von 12 bis 15^{mm} von der Peripherie sind die grünen Augite nicht mehr geschmolzen, wenigstens nicht mehr völlig zu Glastropfen geschmolzen, und hier beginnt (begreiflicher Weise ohne scharfe Gränze) der innere Theil des Blocks, in welchem die Neubildungen vor sich gegangen sind. Die Poren sind hier nicht von Schmelzmasse erfüllt, vielmehr bekleidet mit kleinsten, zierlichsten Kryställchen, welche ein lebhaftes Glitzern hervorbringen, sehr abstechend gegen das geschmolzene dichte Magma der peripherischen Zone. Die glitzernde Bekleidung der Drusen besteht vorzugsweise aus Eisenglanz und röthlichgelbem Augit. Einige Hohlräume erglänzen fast ausschliefslich von Eisenglanztäfelchen (Combination der Basis mit dem Hauptrhomboëder), andere fast allein von röthlichgelben Augitkryställchen; die meisten zeigen indefs beide Mineralien zusammen und in innigem Gemenge. Der Eisenglanz bildet zuweilen Zwillinge (Drehungsaxe die Verticale); die Krystalle des Augits sind zwar meist nur $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{2}^{mm}$ grofs, doch vortrefflich ausgebildet, so dafs ihre Flächen am Goniometer bestimmt und gemessen werden konnten (verticales rhombisches Prisma nebst Ortho- und Klinopinakoïd, dazu das gewöhnliche Hemioctaëder). Zuweilen sind die Krystalle des Augits auch etwas gröfser bis 1^{mm}, dann aber nicht so frei ausgebildet, vielmehr sich nur wenig über die Drusenwandung erhebend. Beide Mineralien, Augit und Eisenglanz haben sich nicht nur in den Poren, sondern auch in den feinsten Klüftchen und Höhlungen der Grundmasse

gebildet wird. Diese letztere veranlafst die Bildung von Eisenchlorid, welches unter gewissen Bedingungen mit Wasserdämpfen sich zersetzt und so Eisenglanz erzeugt. Dafs das Chlornatrium oder das, durch die eben angedeutete Zersetzung erzeugte, Natron eine wesentliche Rolle bei der Entstehung des Sodaliths spielt, ist aus dem Grunde einleuchtend, weil dies Mineral nicht nur Chlornatrium enthält, sondern überhaupt das Natrium-reichste Silicat ist.

Dafs das Chlornatrium der vulkanischen Dämpfe und Fumarolen theilweise und unter gewissen Bedingungen in die Silicate eintrete, ist — so viel mir bekannt — zuerst von C. W. C. Fuchs in seiner wichtigen Arbeit, die Veränderungen in der flüssigen und erstarrenden Lava (Miner. Mitth., ges. von Tschermak, II. Heft 1871) wahrscheinlich gemacht worden. „Durch die Exhalationen des Chlornatriums, sagt Fuchs, ist offenbar die Bildung des Sodaliths veranlafst worden, der in den Laven des Vesuv's und in den Trachyten Ischia's so verbreitet ist."

Es mufs hier nochmals daran erinnert werden (s. diese Ann. Bd. 125, S. 429), dafs es Scacchi war, welcher zuerst die Entstehung von Silicaten durch Sublimation behauptete (1852), ohne dafs freilich damals seine Ansicht sich hätte Eingang verschaffen können.



V. *Untersuchungen über das Spectrum des Nordlichts; von H. C. Vogel.*

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus den Berichten der K. Sächs. Gesellsch. d. Wiss. 1871.)

Das häufige Auftreten von Nordlichtern im vergangenen Winter sowie in diesem Frühjahre hat mir Gelegenheit gegeben, genauere Untersuchungen über das Nordlichtspectrum anzustellen.

Bekanntlich ist die Natur der Nordlichter noch wenig ergründet. Die frühere Ansicht, dafs dieselben Entladungen der an den Polen angehäuften Elektricitäten seyen, welche in höheren, verdünnten Luftschichten stattfinden sollten, hat man aufgeben zu müssen geglaubt, da es bisher nicht möglich war, die Hauptlinien des Nordlichtspectrums mit den Spectren der atmosphärischen Gase in Uebereinstimmung zu bringen. Theoretische Betrachtungen, auf die grofsen Veränderungen basirend, welchen das Spectrum ein und desselben Gases bei verschiedenen Temperatur- und Dichtigkeits-Verhältnissen unterworfen ist, haben jedoch in jüngster Zeit Zöllner[1]) zu der Ansicht geführt, dafs wahrscheinlich „das Spectrum des Nordlichts nur defshalb nicht mit einem uns bekannten Spectrum der atmosphärischen Gase übereinstimmt, weil es ein Spectrum anderer, aber künstlich bis jetzt noch nicht darstellbarer Ordnung unserer Atmosphäre ist".

In wie weit es mir, im Verein mit Hrn. Dr. Lohse, gelungen ist, durch genauere Beobachtungen des Nordlichtspectrums selbst, sowie durch Vergleichung desselben mit den Spectren der die Luft bildenden Gase, eine Stütze für diese Ansicht zu geben, wird das Folgende darthun.

Zu den Beobachtungen wurde der zum elfzölligen Aequa-

1) Berichte der königl. sächs. Gesellschaft der Wissenschaften. Sitzung Oct. 31. 1870. (Auch Ann. Bd. 141, S. 574.)

toreal der Bothkamper Sternwarte [1]) gehörige Stern-Spectralapparat verwendet. Derselbe besteht aus einem Prismensatz *à vision directe* von 5 Prismen mit 90° brechendem Winkel, Spalt, Collimatorlinse und Fernrohr. Die schwächste vierfache Vergröfserung dieses Fernrohrs wurde angewandt. Das Fernrohr läfst sich mit Hülfe einer Mikrometerschraube so bewegen, dafs verschiedene Theile des Spectrums in die Mitte des Gesichtsfeldes gebracht werden können. Da Bruchtheile der Umdrehungen dieser Schraube abzulesen sind, lassen sich die Entfernungen der Spectrallinien bestimmen. Wiederholte Messungen von ca. 100 Linien des Sonnenspectrums haben es mir möglich gemacht, mit Zugrundelegung des Ångström'schen Atlas (*Spectre normal du soleil*), die Angaben der Schraube direct in Wellenlängen auszudrücken.

An Stelle des ursprünglich im Brennpunkte des Beobachtungs-Fernrohrs angebrachten Fadenkreuzes habe ich einen kleinen polirten Stahlkegel einsetzen lassen, dessen sehr feine Spitze bis in die Mitte des Sehfeldes reicht. Die Axe dieses Kegels steht senkrecht auf der Längsausdehnung des Spectrums, also parallel mit den Spectrallinien, und läfst sich die Einstellung der Spitze des Kegels auf die letzteren mit grofser Schärfe ausführen. Ist das Spectrum sehr lichtschwach, oder besteht es nur aus hellen Linien, so wird der Kegel durch eine kleine Lampe beleuchtet. Zu dem Zwecke befindet sich im Fernrohr, der Spitze des Kegels gegenüber, eine Oeffnung, durch welche mit Hülfe einer Blende das Licht auf die Spitze geworfen wird. Es erscheint dann, da letztere polirt ist, eine feine Lichtlinie, welche bis zur Mitte des Sehfeldes reicht und deren Helligkeit durch gröfsere oder geringere Entfernung der Beleuchtungslampe oder durch Neigung der Blende so verändert werden kann, dafs selbst die schwächsten Linien eines Spectrums auf leichte und sichere

1) Eine kurze Beschreibung dieser neu errichteten Sternwarte habe ich Astr. Nachr. No. 1843 gegeben.



Weise zur Coincidenz mit dieser Lichtlinie gebracht werden können.

Der Kopf der Mikrometerschraube ist in 100 Theile getheilt und entspricht ein solcher Theil in der Nähe der Fraunhofer'schen Linie *F* etwa $0^{mm},00000016$ Wellenlänge. Der wahrscheinliche Fehler einer Einstellung auf eine der gut markirten Linien im Sonnenspectrum beträgt bei der schwächsten, vielfachen Vergrösserung des Fernrohrs etwa 0,008 Schraubenumdrehungen. Die Schraube selbst habe ich einer genaueren Prüfung in Bezug auf gleiche Höhe, sowie auf periodische Ungleichheiten der einzelnen Schraubengänge unterworfen, aber keine Fehler entdecken können, welche 0,01 Schraubenumdrehung überträfen. Ich habe noch zu erwähnen, dafs nach jeder Beobachtung in der Lage, in welcher das Instrument gebraucht wurde, Einstellungen auf die Natronlinien oder auf einige der Wasserstofflinien erfolgten, um Fehler, welche bei der nicht zu vermeidenden Durchbiegung der einzelnen Theile des Spectral-Apparates entstehen können, zu elimiren.

1.

Beobachtungen des Nordlichts.

1870. *October* 25. Ein sehr helles Nordlicht. In den lichtesten Theilen desselben waren aufser einer recht hellen Linie zwischen *D* und *E* noch mehrere schwächere Linien, mehr nach dem blauen Ende des Spectrums hin gelegen, zu erkennen. Sie erschienen auf matt erleuchtetem Grunde und erstreckten sich bis über die Fraunhofer'schen Linien *E* und *b* hinaus, etwa bis zur Mitte zwischen *b* und *F*.

Nach dem rothen Ende hin war das Spectrum durch die zuerst erwähnte helle Linie begränzt. Messungen konnten nicht vorgenommen werden, da der Apparat die oben erwähnten Abänderungen noch nicht erfahren hatte und selbst die hellste Linie des Spectrums zu wenig Licht verbreitete, um den feinen dunklen Kreuzfaden erkennen

zu können. Die rothen Ausläufer des Nordlichtes wurden nicht untersucht.

1871. *Februar* 11. Gegen 10 Uhr zeigte sich im Nordwesten ein recht heller Lichtbogen von grünlicher Färbung als Saum eines dunklen Segments. Noch bei ganz enger Spaltstellung liefs sich die Linie zwischen *D* und *E* gut erkennen und messen. Das Mittel aus sechs Einstellungen ergab $7^r,11$ oder $0^{mm},0005572$ Wellenlänge. In einem kleinen, schwächer zerstreuenden Spectroskop, welches nach der Browning'schen Art eingerichtet ist, konnten (wie October 25) noch einige Linien mehr nach dem Blau hin gelegen erkannt werden. Nach dem rothen Ende des Spectrums hin waren keine Linien zu bemerken. Um Mitternacht war die gröfste Entwicklung des Nordlichts. Prachtvolle Strahlen stiegen bis etwa 60° Höhe auf, sie hatten dieselbe grünliche Färbung wie der Lichtbogen und war auch das Aussehen des Spectrums genau dasselbe. Ich habe noch zwei Messungsreihen angestellt; bei der ersten ergab das Mittel aus sechs Einstellungen $7^r,10$ oder $0^{mm},0005574$ Wellenlänge, an einer andern Stelle des Himmels wurde aus vier Einstellungen ebenfalls $7^r,10$ gefunden.

Februar 12. war schon gegen 8 Uhr die Intensität des Nordlichts grofs genug, um Messungen der hellsten Linie vorzunehmen. Das Mittel aus sechs Einstellungen ergab $7^r,09$ oder $0^{mm},5576$ Wellenlänge. Hr. Dr. Lohse beobachtete später mit demselben Apparat und fand aus ebenfalls sechs Einstellungen $7^r,12$ oder $0^{mm},0005569$ Wellenlänge.

Das Aussehen des Spectrums im schwächer zerstreuenden Spectroskop war jedoch wesentlich von dem *Februar* 11. verschieden. Der grüne Theil war vorhanden, er erstreckte sich von der hellen Nordlichtlinie bis zu den Linien *b* des Sonnenspectrums und war von einigen hellen Linien durchzogen. Zwischen *b* und *F* war noch eine isolirt stehende Linie, über *F* hinaus, im blauen Theil des Spectrums ein lichter Streifen und kurz vor *G* ein sehr schwaches, breites Lichtband zu erkennen. In

den Strahlen, die später aufschossen und an ihren Enden röthlich gefärbt waren, trat noch eine recht intensive rothe Linie zwischen *C* und *D*, jedoch mehr nach *C* hin gelegen, im Spectrum auf[1]).

April 9. Ein überaus glänzendes Nordlicht, dessen gröfste Entwicklung in den ersten Morgenstunden statthatte. Prachtvolle rothe Garben stiegen bis zum Zenith empor. Das Spectrum war dem *Februar* 12. beobachteten gleich, nur viel intensiver, so dafs die Linien mit dem gröfseren Spectral-Apparat gesehen und gemessen werden konnten. In dem hellsten Theile des Nordlichtes in der Nähe des dunkeln Segments bestand das Spectrum aus fünf Linien im Grün und einer etwas verschwommen breiten Linie oder Bande im Blau; die rothen Ausläufer dagegen liefsen sieben Linien erkennen, indem noch die helle Linie im rothen Theile des Spectrums dazu kam. Den *Febr.* 12. beobachteten schwachen Streifen in der Nähe der Linie *G* konnte ich nicht wiedersehen. Die Messungen ergaben im Mittel aus durchschnittlich vier Einstellungen auf jede Linie:

Schraube.	Wahrsch. Fehler.	Wellenlänge.	Wahrsch. Fehler.	Bemerkungen.
r	r	mm	mm	
4,62	±0,037	0,0006297	±0,0000014	Recht heller Streifen.
7,12	0,009	0,0005569	0,0000002	Hellste Linie des Spectrums, wird beim Auftreten der rothen Linie merklich schwächer.
7,92	. . .	0,000539:	. . .	Aeufserst schwache Linie (unsichere Beobachtung).
8,71	0,020	0,0005233	0,0000004	Ziemlich hell.
8,95	0,049	0,0005189	0,0000009	Diese Linie ist, wenn gleichzeitig die rothe Linie erscheint, recht hell, sonst mit der vorhergehenden an Helligkeit gleich.
10,06	0,020	0,0005004	0,0000003	Recht helle Linie.

Auf schwach erleuchtetem Grunde.

1) Diese rothe Linie wurde von Zöllner zuerst gesehen. A. a. O. S. 254.

Schraube.	Wahrsch. Fehler.	Wellenlänge.	Wahrsch. Fehler.	Bemerkungen.
r	r	mm	mm	
von 12,33		0,0004694		Breites Lichtband, in der
Mitte 12,59	0,022	0,0004663	0,0000003	Mitte etwas weniger hell:
bis 12,88		0,0004629		in den Partien des Nordlichts, in denen die rothe Linie erscheint, sehr lichtschwach.

Fig. 9 Taf. IV im Heft VI giebt ein treues Bild des Nordlichtspectrums in den hellsten, grünlich gefärbten Theilen des Nordlichts.

Fig. 10 dagegen das Spectrum der rothen Strahlen. Die Aenderungen der relativen Helligkeiten der Linien in den beiden Spectren sind bemerkenswerth.

April 14. Schwaches Nordlicht, in dessen Spectrum nur die helle Linie im Grün erkannt werden konnte. Das Mittel aus zwei Einstellungen ergab $7^r,12$ oder $0^{mm},0005569$ Wellenlänge.

Die Bestimmung der Wellenlänge der hellsten Linie, welche an vier Abenden genau gemessen werden konnte, stelle ich hier nochmals zusammen.

1871.	*Febr.*	11.	$0^{mm},0005573$
	„	12.	$0^{mm},0005573$
	April	9.	$0^{mm},0005569$
	„	14.	$0^{mm},0005569$

Im Mittel ergiebt sich demnach, wenn der letzten Beobachtung nur halbes Gewicht beigelegt wird, weil dieselbe nur auf zwei Einstellungen beruht, für die Wellenlänge dieser hellsten Linie:
$0^{mm},0005571,3$ mit einem wahrsch. Fehler v. $0^{mm},0000000,92$.

Nach Ångström [1]) beträgt die Wellenlänge dieser Linie $0^{mm},0005567$, nach Winlock [2]) dagegen $0^{mm},000557$ . .

2.

Ueber die Spectra einiger Gase in Geifsler'schen Röhren, sowie über das Spectrum der atmosphärischen Luft.

Um einen etwa stattfindenden Zusammenhang des Nordlichtspectrums mit den Spectren der hauptsächlichsten der

1) Ångström, *Recherches sur le Spectre solaire. p.* 42.
2) *Amer. Journal of Science,* [2] *XLVIII,* 123.

die Atmosphäre bildenden Gase aufzufinden, sind zahlreiche Versuchsreihen angestellt worden. Ich beschränke mich darauf, nur einige der oft wiederholten Beobachtungen an drei Plücker'schen Röhren, die Sauerstoff, Wasserstoff und Stickstoff enthielten, sowie die Beobachtungen des Spectrums der Luft unter verschiedenen Verhältnissen mitzutheilen. Die Versuche wurden mit einem kleinen Inductionsapparat ausgeführt, bei welchem die Schlagweite des Funkens zwischen Platinspitzen, in gewöhnlicher Luft höchstens 15^{mm} betrug. Da Zöllner (in der erwähnten Abhandlung) zu der Annahme kommt, daſs wenn die Lichtentwickelungen beim Nordlicht, nach Analogie der in luftverdünnten Räumen zum Glühen gebrachten Gase, elektrischer Natur sind, dieselben einer sehr niedrigen Temperatur angehören müssen, habe ich — um die in den Röhren eingeschlossenen Gase mit möglichst geringer Temperatur zum Glühen zu bringen — stets so schwache Ströme angewandt, daſs das Gas nur eben continuirlich leuchtend wurde.

Die folgenden Beobachtungen sind, wie schon erwähnt, oft und zu verschiedenen Zeiten wiederholt worden. Die Zahlenangaben sind Mittelwerthe aus den Ablesungen an der Mikrometerschraube, weſshalb die Unsicherheit der Angaben in den seltensten Fällen mehr als 0,015 Schraubenumdrehung betragen wird und nur bei ganz schwachen, verschwommenen Linien dieselbe etwas gröſser angenommen werden muſs. Der Spectralapparat war der oben beschriebene und bemerke ich noch, daſs die Spaltöffnung desselben bei allen Versuchen nahezu dieselbe gewesen ist und so eng gemacht wurde, daſs die Natronlinien eben noch getrennt gesehen werden konnten. Die Messungen erstrecken sich meist nur bis zur Fraunhofer'schen Linie G, da ich befürchten muſste, daſs bei weiterer Drehung des Fernrohrs durch die Mikrometerschraube, auf die Schraubengänge der letzteren ein zu groſser Druck durch die Gegenfeder ausgeübt werden möchte.

I. Sauerstoff.

a. Im engen Theile der Plücker'schen Röhre.

Schraube. r	Wellenlänge. mm	Bemerkungen.
3,97	0,0006562	Ziemlich hell.
5,04	0,0006146	Sehr hell.
6,98	0,0005603	Recht hell, nach dem Violett verschwommen.
8,19	0,0005332	Schwach.
8,95	0,0005189	Ziemlich hell.
10,97	0,0004870	Ziemlich hell.
11,02	0,0004863	Schwach.
11,26	0,0004829	Hell, nach dem rothen Ende des Spectrums verschwommen.
13,30	0,0004583	Sehr schwach.
14,05	0,0004506	Ziemlich hell.
15,55	0,0004372	Ziemlich hell.

b. Im weiten Theile der Röhre.

Schraube. r	Wellenlänge. mm	Bemerkungen.
6,98	0,0005603	Sehr schwach.
8,95	0,0005189	Sehr hell.
11,26	0,0004829	Ziemlich hell.

Die Linien bei $3^r,97$ und $11^r,02$ gehören jedenfalls dem Wasserstoff an. Wahrscheinlich sind Spuren von Wasserdampf in der Röhre enthalten gewesen, welche durch den galvanischen Strom zersetzt wurden. Bei geringerer Temperatur, im weiten Theile der Röhre, sind diese beiden Linien nicht wahrzunehmen. Auffällig ist es, dafs dort auch die rothe Sauerstofflinie bei $5^r,04$ fehlt. Im engen Theil der Röhre stehen die Linien im Grün auf sehr schwach erleuchtetem Grunde, während im weiteren Theile dieselben auf vollkommen dunklem Grunde erscheinen.

II. Wasserstoff.

a. Im engen Theile der Röhre.

Schraube. r	Wellenlänge. mm	Bemerkungen.
3,98	0,0006558	Sehr hell.
6,16	0,0005813	Ziemlich hell, zu beiden Seiten noch mehrere schwache Linien.
7,01	0,0005596	Ziemlich hell. } Auf matt erleuchtetem Grunde, der nach dem Violett hin schwächer wird.
7,18	0,0005555	Ziemlich hell. }
7,77	0,0005422	Schwach. }



Schraube. r	Wellenlänge. mm		Bemerkungen.
8,95	0,0005189	Ziemlich hell.	Auf schwachem, continuirlich hellem Grunde.
10,03	0,0005008	Schwach.	
10.55	0,0004929	Ziemlich hell.	
11,04	0,0004861	Sehr hell.	Von 11r,5 bis 12r,9 heller Grund, der nach dem Violett zu heller wird.
12,86	0,0004632	Ziemlich hell.	
13,32	0,0004581	Sehr schwach.	Auf mattem Grunde.
14,05	0,0004506	Sehr schwach.	
15,90	0,0004342	Recht hell.	

b. Im weiten Theile der Röhre.

Schraube. r	Wellenlänge. mm	Bemerkungen.
5,30	0,0006063	Schwach.
7,00	0,0005598	Hell.
8,96	0,0005187	Sehr hell.
11,28	0,0004828	Sehr hell.
14,04	0,0004507	Ziemlich hell.

Die Linien erscheinen auf vollkommen dunklem Grunde.

Die Röhre zeigt im engen Theile das Wasserstoffspectrum 1. Ordnung; die Linien im Grün coincidiren nicht mit den Linien des Stickstoffs, wohl aber finden sich einige dem Sauerstoff zugehörige Linien wieder. Auch hier sind höchst wahrscheinlich geringe Mengen von Wasserdampf in der Röhre eingeschlossen und später zersetzt worden. Ganz auffällig ist das Spectrum im weiten Theile der Röhre, von den brillant leuchtenden drei Linien $H\alpha$ $3^r,98$, $H\beta$ $11^r,04$, $H\gamma$ $15^r,90$ ist nichts zu sehen, dagegen treten vier recht helle Linien und eine ganz schwache im rothen Theile des Spectrums auf, welche im Gegensatz zum Spectrum des engen Theils nicht auf theilweise schwach erleuchtetem, sondern auf ganz dunklem Grunde erscheinen. Ganz frappirend ist die Erscheinung, wenn man die Röhre so vor dem Spalt vorbeiführt, daſs allmälig das Licht im engen Theile, dann das Licht an der Verbindungsstelle der engen und weiten Röhre und endlich das Licht in der letzteren auf den Spalt fällt. An der Verbindungsstelle der verschieden weiten Röhren nehmen die bekannten drei Wasserstofflinien an Intensität ab, der continuirliche Grund einiger Partien des Spectrums verschwindet und

eine neue Linie bei 11r,28 tritt auf, welche mit $H\beta$ etwa gleiche Helligkeit besitzt.

Die Vergleichung mit dem Spectrum des Sauerstoffs läfst die hellen Linien, welche im Spectrum des weiten Theils der Röhre auftreten, als diesem Stoffe zugehörende erkennen. Es scheint somit die Erhitzung durch den Strom nicht ausreichend zu seyn, den Wasserstoff zum Glühen zu bringen, wogegen der jedenfalls in sehr grofser Verdünnung vorhandene Sauerstoff glühend wird. Eine Aenderung der Stromesrichtung hat auf die Erscheinung keinen Einflufs.

III. Stickstoff.

a. Im engen Theile der Röhre.

Schraube. r	Wellenlänge. mm	Bemerkungen.
von 3,84	0,0006620	Mehrere schwache, breite, dicht an einander stehende Linien, welche, je weiter sie nach dem violetten Ende hin gelegen sind, heller werden.
bis 4,85	0,0006213	
5,30	0,0006063	
5,51	0,0006000	Breite helle Linien, die so dicht stehen, dafs die Zwischenräume wie feine dunkle Linien erscheinen. Diese Partie des Spectrums ist sehr hell, doch nicht gleichmäfsig, sondern nach dem violetten Ende heller.
5,69	0,0005948	
5,87	0,0005896	
6,04	0,0005846	
6,20	0,0005802	
6,43	0,0005741	
6,96	0,0005607	Gruppe aus schwachen, aber ebenfalls sehr breiten Linien. Die letzte ist die hellste.
7,13	0,0005567	
7,28	0,0005532	
7,55	0,0005470	Die dunklen Zwischenräume sind etwas breiter, die hellen Linien etwas intensiver als bei der vorhergehenden Gruppe und alle von fast gleicher Helligkeit.
7,74	0,0005428	
7,92	0,0005389	
8,09	0,0005353	
8,32	0,0005306	Sehr schwache feine Linien.
8,50	0,0005272	
8,69	0,0005237	
9,01	0,0005178	Sehr helle, breite, verschwommene Linie.
9,67	0,0005066	Recht helle Linie.
10,25	0,0004975	Recht helle Linie.
10,66	0,0004913	Recht helle Linie.
11,03	0,0004862	Sehr schwache Linie.
11,41	0,0004811	Helle Linie.
12,11	0,0004721	Helle Linie.
12,57	0,0004666	Schwache Linie.
12,75	0,0004644	Helle, breite, verschwommene Linie.
13,42	0,0004570	Sehr helle Linie.
14,24	0,0004487	Recht helle Linie.

Die hellen Linien sind nach dem rothen Ende des Spectrums scharf begränzt, nach dem anderen Ende des Spectrums verwaschen.



Schraube. r	Wellenlänge. mm	Bemerkungen.
15,02	0,0004417	Helle Linie.
15,66	0,0004363	Helle Linien.
15,72	0,0004357	
15,87	0,0004345	Helle Linie.
16,76	0,0004273	Helle Linie.

(Die hellen Linien sind nach dem rothen Ende des Spectrums scharf begränzt, nach dem anderen Ende des Spectrums verwaschen.)

Hierauf folgen noch viele Linien.

b. Im weiten Theile der Röhre.

Schraube. r	Wellenlänge. mm	Bemerkungen.
6,20	0,0005802	Schwache, verschwommene, breite Linie.
7,72	0,0005433	Matter Streifen.
8,20	0,0005330	Schwache Linie.
8,94	0,0005191	Sehr schwache Linie.
9,03	0,0005175	Breites Lichtband.
9,90	0,0005029	Mattes Lichtband.
10,68	0,0004911	Ziemlich helle Linie.
11,42	0,0004809	Schwache Linie.
12,59	0,0004663	Helle Linie.
13,43	0,0004569	Helle Linie.
14,07	0,0004504	Ziemlich helle Linie.
14,25	0,0004486	Sehr helle Linie.
15,85	0,0004347	Recht helle Linie.
16,76	0,0004273	Ziemlich helle Linie.

c. An der Lichthülle des negativen Pols.

Schraube. r	Wellenlänge. mm	Bemerkungen.
von 5,18	0,0006100	Breiter, ziemlich heller, an den Rändern verschwommener Lichtstreifen.
bis 5,70	0,0005945	
von 7,60	0,0005459	Breiter, ziemlich heller Streifen.
bis 8,41	0,0005289	
8,76	0,0005224	Sehr helle Linie, etwas verschwommen nach dem Violett.
9,19	0,0005147	Schwache Linie.
10,07	0,0005002	Helle Linie, verschwommen nach dem Roth.
10,67	0,0004912	Etwas schwächer als die vorige, verschwommen nach dem Roth.
11,43	0,0004808	Sehr schwache Linie.
12,25	0,0004704	Sehr intensiv, breit, verschwommen nach dem Violett.
12,73	0,0004646	Sehr schwache Linie.
13,43	0,0004569	Ziemlich hell, verschwommen nach dem Violett.
14,25	0,0004486	Der vorigen gleich.
15,03	0,0004417	Ganz schwache Linie.
15,86	0,0004346	Ziemlich helle Linie.
16,76	0,0004273	Sehr helle Linie.

Darauf folgen noch mehrere Linien.

Die Beobachtungen in den verschiedenen Theilen der Röhre zeigen wiederum deutlich die Abhängigkeit des Spectrums von der Temperatur. Die Lichthülle des negativen Pols giebt die für das Luftspectrum so charakteristische Linie bei 10r,07. Es ist das dieselbe Linie, welche in den Spectren der meisten Nebelflecke anzutreffen ist. Die im rothen und gelben Theile, im Spectrum der engen Röhre, sehr auffallenden Liniengruppen verschwinden im weiten Theil der Röhre gänzlich. Vergleicht man die Spectra mit den oben angeführten des Sauerstoffs und Wasserstoffs, so finden sich im Spectrum des engen Theils der Röhre bei 11r,03 als sehr schwache Linie $H\beta$, im weiten Theile dagegen bei 8r,20, 8r,94 und 14r,07 Sauerstofflinien wieder. Ich möchte daher vermuthen, daſs die Röhre nicht mit reinem Stickstoff, dessen Darstellung eine etwas umständliche ist, sondern mit trockner, verdünnter Luft gefüllt wurde, da nach den Untersuchungen Wüllner's [1]) sich ergeben hat, daſs trockne Luft dasselbe Spectrum liefert, wie reines Stickgas. Vielleicht ist die Luft in der von mir untersuchten Röhre nicht vollkommen getrocknet gewesen und daraus das Auftreten einiger Linien der genannten Stoffe zu erklären.

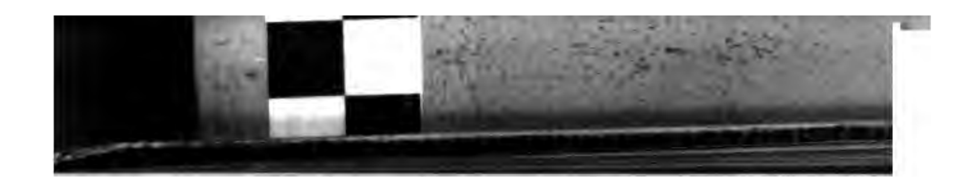
Ich habe noch zu erwähnen, daſs die Elektroden der Röhren aus Aluminium bestehen, die Vergleichung der beobachteten Spectra mit dem Aluminiumspectrum jedoch keinen Zusammenhang gezeigt haben.

IV. Atmosphärische Luft.

a. Gewöhnliche Luft.

Schraube. r	Wellenlänge. mm	Bemerkungen.
(5,88)	0,0005892	Sehr helle Doppellinie. (*Na*).
6,67	0,0005680	Sehr helle Linie.
7,20	0,0005550	Schwache Linie.
9,00	0,0005180	Recht helle Linie.
9,79	0,0005047	Feine, schwache Linie.
10,03	0,0005008	Sehr helle Doppellinie.
10,07	0,0005002	
11,43	0,0004808	Schwache verschwommene Linie.

1) Pogg. Ann. Bd. 135, S. 524.



Schraube. r	Wellenlänge. mm	Bemerkungen.
12,69	0,0004651	
12,84	0,0004633	Schwache, nicht scharf begränzte Linien.
13,04	0,0004612	
von 14,61	0,0004453	Verschwommenes Lichtband, welches mit einer
bis 15,88	0,0004344	breiten verwaschenen Linie endet.

Hierauf folgen noch mehrere Linien.

b. Verdünnte, mit Wasserdampf gesättigte Luft.

Schraube. r	Wellenlänge. mm	Bemerkungen.	
3,97	0,0006562	Ziemlich helle Linie.	
(5,88)	0,0005892	Helle Doppellinie. (*Na.*)	
(6,25)	0,0005789	Helle Linie. (*Hg.*)	
von 7,03	0,0005591	Breiter, matter Lichtstreifen, bei 7r,03 eine et-	
bis 7,55	0,0005470	was hellere Linie.	
(7,59)	0,0005461	Helle Linie. (*Hg.*)	
8,72	0,0005231	Matter Streifen.	Auf mattem,
8,96	0,0005187	Breiter, verschwommener Streifen.	continuir-lichem
10,07	0,0005002	Schwache Linie.	Grunde.
11,05	0,0004859	Sehr helle Linie.	
12,21	0,0004709	Ziemlich helle Linie.	Auf matt erleuchte-tem Grunde, der
12,75	0,0004644	Linie, schwächer als die vorige.	nach dem Violett
13,28	0,0005585	Sehr schwache Linie.	schwächer wird.
(15,71)	0,0004358	Recht helle Linie. (*Hg.*)	
15,90	0,0004341	Recht helle Linie.	

Darauf folgen noch mehrere Linien.

Der elektrische Funke sprang bei den ersten Versuchen, etwa 1^{cm} weit, zwischen Platinspitzen, in freier Luft über. Die Natronlinie bei 5^{r},88 zeigte sich stets. Die helle Doppellinie bei 10^{r},03 und 10^{r},07 liefs sich bei schwächerem Strom oder gröfserer Schlagweite nicht mehr als Doppellinie erkennen, sondern erschien dann als breite, etwas verschwommene Linie, deren hellste Stelle bei 10^{r},05 gelegen war. Dem Platin-Spectrum zugehörende Linien traten nicht auf. Gewöhnliche verdünnte Luft, welche unter einem Druck von 25^{mm} bis 30^{mm} stand und in einer 8^{mm} weiten Röhre durch Quecksilber abgeschlossen war, zeigte *genau* dieselben Linien wie die Plücker'sche Röhre mit Stickstoff (*b*), nur traten noch einige dem Spectrum des Quecksilbers zugehörende Linien auf. Es kann diese Wahrnehmung noch als eine Bestätigung der oben aus-

gesprochenen Vermuthung über die Beschaffenheit der Plücker'schen Röhre III (Stickstoff) angesehen werden.

Bei den unter *b* aufgeführten Beobachtungen stand die mit Wasserdampf gesättigte Luft unter einem Drucke von 22^{mm}. Aufser den Natronlinien zeigten sich bei 6^r,25, 7^r,59 und 15^r,71 Linien des Quecksilberspectrums. Das Spectrum verdünnter Luft unter ähnlichen Druckverhältnissen wurde, wie oben erwähnt, vollkommen mit dem Spectrum des Lichtes im weiten Theile der Plücker'schen Röhre III (Stickstoff *b*) übereinstimmend gefunden; eine Vergleichung des Spectrums verdünnter, mit Wasserdampf gesättigter Luft mit ersterem zeigt daher die auffälligen Veränderungen des Spectrums, welche durch das Vorhandenseyn von Wasserdampf hervorgebracht werden.

3.

Vergleichung des Nordlichtspectrums mit den Spectren atmosphärischer Gase und irdischer Stoffe.

Zunächst wende ich mich zur Vergleichung der beobachteten Spectra verschiedener Gase und der Luft mit dem Spectrum des Nordlichts. Das erste Lichtband im rothen Theile des Nordlichtspectrums fällt höchst wahrscheinlich mit dem ersten Liniensystem im Spectrum des Stickstoffs (*a*) zusammen. Wahrscheinlich ist nur der hellere Theil dieser Liniengruppe wegen der überaus grofsen Lichtschwäche des Nordlichts zu erkennen und würde dann, da beim Stickstoff die Zunahme der Helligkeit dieses Theils des Spectrums nach dem violetten Ende erfolgt, damit die Verschiebung der Mitte des Lichtstreifens nach dieser Richtung ihre Erklärung finden. Die intensivste Linie des Nordlichtspectrums bei 7^r,12 ist im Spectrum des Stickstoffs (*a*), wenn auch als ganz schwache Linie, wiederzufinden. Dafs diese Linie beim Nordlicht isolirt und mit relativ grofser Intensität auftritt, dürfte bei der grofsen Veränderlichkeit der Gasspectra unter verschiedenen Druck- und Temperatur-Verhältnissen nicht befremden. Die



wegen grofser Schwäche sehr ungenau bestimmte dritte Linie des Nordlichtspectrums fällt ebenfalls mit einer Stickstofflinie zusammen. Die Linie bei 8r,71 ist im Stickstoffspectrum (*c*), sowie im Spectrum der Luft (*b*) anzutreffen. Die dritte Linie des Sauerstoffspectrums bei 8r,95, welche *unter sehr verschiedenen Verhältnissen aufzutreten scheint*, findet sich als fünfte Linie im Spectrum des Nordlichts wieder. *Sehr genau coincidirt ferner die sechste Linie im Nordlicht bei* 10r,06, *mit der bekannten, in den Spectren einiger Nebelflecke auftretenden Stickstofflinie.* Was endlich das breite Lichtband von 12r,33 bis 12r,88 im Nordlichtspectrum betrifft, so finden sich an dieser Stelle, sowohl im Spectrum des Stickstoffs, wie auch im Spectrum der Luft (*a, b*) mehrere Linien, so dafs auch hier eine Uebereinstimmung zwischen den Spectren als sehr wahrscheinlich betrachtet werden dürfte.

Die Beobachtungen zeigen demnach mit einiger Sicherheit, dafs wenigstens eine Linie bei 10r,06 des Nordlichtspectrums mit dem Helligkeitsmaximum des Luftspectrums übereinstimmt, die andern Linien aber mit grofser Wahrscheinlichkeit in den Spectren atmosphärischer Gase vorkommen. Bei der überaus grofsen Veränderlichkeit der Gasspectra bei variirenden Druck- und Temperatur-Verhältnissen möchte es wohl schwerlich gelingen, auf künstlichem Wege ein Spectrum zu erzeugen, was dem des Nordlichts in allen Theilen gleichkäme. Man mufs ferner jedenfalls annehmen, unter der Voraussetzung, die Nordlichter seyen elektrische Entladungen in verdünnteren Luftschichten, dafs die zur Ueberführung der Elektricität geeigneten Luftschichten eine sehr bedeutende Dicke haben werden. In dem Falle sind in diesen Luftschichten die Druckverhältnisse jedenfalls selbst wieder so verschieden, dafs innerhalb gewisser Gränzen jede ein ihr eigenthümliches Spectrum liefern wird, wir aber die Summe sämmtlicher, so zu sagen hinter einander gelagerten Spectra sehen werden und auch damit die Schwierigkeit, ja wohl die Unmöglichkeit einleuchtet, eine vollkommene Ueber-

einstimmung des Nordlichtspectrums mit den künstlich dargestellten Spectren von Gasgemischen zu erzielen.

Eine Vergleichung des Nordlichtspectrums mit den Spectren irdischer Stoffe kann mit Hülfe der angeführten Wellenlängen der einzelnen Linien des ersteren, unter Berücksichtigung des wahrscheinlichen Fehlers und des Atlas des Sonnenspectrums von Ångström, leicht ausgeführt werden. Hier ist besonders die vollkommene Uebereinstimmung der hellsten Nordlichtlinie, welche mit einer Genauigkeit von ca. $\frac{1}{7}$ der Entfernung der Natronlinien bestimmt wurde, mit Linien des Eisenspectrums auffallend. Die Angaben der Wellenlänge bei den oben angeführten Beobachtungen der hellen Nordlichtlinie schwanken zwischen 556,9 und 557,3 Milliontel Millimeter, während zwei Linien des Eisenspectrums nach Ångström bei 556,85 und 557,17 gelegen sind.

Auch lassen sich für die andern Linien innerhalb der angegebenen Genauigkeitsgränzen übereinstimmende Eisenlinien auffinden, wie aus der folgenden Zusammenstellung zu ersehen ist.

Nordlichtlinien. Wellenlänge in Millionteln Mllm.	Linien des Eisenspectrums. Wellenlänge in Millionteln Mllm.	
629,7	630,08 629,85	Ziemlich hell.
539	539,60 539,22 539,05 538,85	Meist sehr schwach.
523,3	523,43	Sehr schwach.
	523,21	Ziemlich hell.
	522,90	Sehr schwach.
518,9	519,79	Sehr schwach.
	519,40	Sehr schwach.
	519,16	Ziemlich hell.
	519,06	Ziemlich hell.
	518,51	Sehr schwach.
500,4	500,65 500,52 500,49 500,30 500.20	Sehr schwach.
von 469,4 bis 462,9	3 stärkere und 6 sehr schwache Eisenlinien.	

Diese jedenfalls sehr bemerkenswerthe Uebereinstimmung dürfte jedoch nur erst dann als ein vollgütiger Beweis für die Anwesenheit von Eisendämpfen in der Atmosphäre zu betrachten seyn, wenn es gelungen ist, analoge Modificationen der relativen Helligkeitsverhältnisse im Eisenspectrum durch Temperatur- und Dichtigkeitsänderungen durch Beobachtung nachzuweisen, um auf diese Weise das Auftreten relativ sehr schwacher, dagegen das Fehlen gerade der intensivsten Eisenlinien im Nordlichtspectrum erklären zu können.

Viel wahrscheinlicher wird es daher vorläufig bleiben, das *Nordlichtspectrum* als eine *Modification des Luftspectrums* anzusehen, da wir bei Gasen die Veränderlichkeit der Spectra durch Druck- und Temperaturverhältnisse bereits kennen *und eine jedenfalls ebenso sichere Uebereinstimmung des fraglichen Spectrums mit den Spectren atmosphärischer Gase weiter oben gezeigt wurde.*

VI. *Ueber den Zusammenhang des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie mit dem Hamilton'schen Princip; von R. Clausius.*

Veranlafst durch eine kürzlich von mir veröffentlichte Abhandlung [1]) hat Hr. Szily eine interessante Betrachtung über den zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie angestellt [2]), worin er zu dem Resultate gelangt, dafs die Gleichung, welche diesen Satz ausdrückt, sich als unmittelbare Folge aus dem Hamilton'schen Princip ableiten lasse.

1) Sitzungsberichte der Niederrhein. Gesellschaft für Natur- und Heilkunde 1870, und diese Ann. Bd. 142, S. 433.

2) Diese Ann. Bd. 145, S. 295.

Dafs der zweite Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie mit dem Satze von der kleinsten Wirkung zusammenhängt, ist auch von mir und, wie ich nachträglich erfahren habe, schon früher von Boltzmann[1]) ausgesprochen. Dieser Zusammenhang wird, wie Hr. Szily ganz richtig hervorhebt, noch auffälliger, wenn man den von Hamilton gegebenen erweiterten Ausdruck des Satzes von der kleinsten Wirkung anwendet.

Man darf dabei aber die Hamilton'sche Gleichung nicht in der Form nehmen, in welcher sie gewöhnlich in den Lehrbüchern der Mechanik angeführt wird, und sich z. B. in Jacobi's Vorlesungen über Dynamik S. 58 findet. Sey nämlich für ein System materieller Punkte, deren Bewegung unter dem Einflusse von Kräften stattfindet, die eine Kraftfunction oder ein Ergal haben, die lebendige Kraft mit T und das Ergal mit U bezeichnet, in dem Sinne, dafs die Summe $T+U$ constant ist, dann ist die gewöhnlich angeführte Form der Hamilton'schen Gleichung:

$$(1) \qquad \delta \int (T - U)\, dt = 0.$$

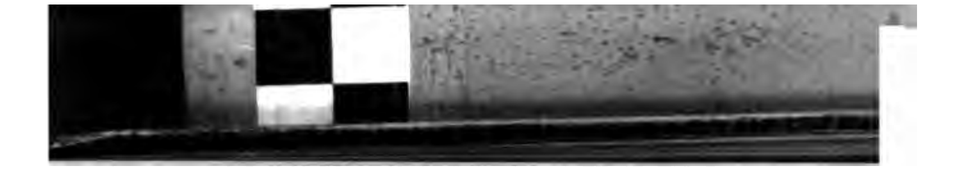
Damit diese Gleichung richtig sey, mufs die durch δ angedeutete Variation so verstanden werden, dafs man beim Variiren von der Veränderung der Zeit absieht, obwohl in der Wirklichkeit die veränderte Bewegung, auf welche die Variation sich bezieht, nicht blos in Betreff der Coordinaten und Geschwindigkeiten, sondern auch in Betreff der Zeit, in der sie vor sich geht, von der ursprünglichen Bewegung verschieden ist.

Versteht man dagegen das Variationszeichen δ in dem sonst gewöhnlich angenommenen Sinne, dafs es die ganze Veränderung der variirten Gröfse andeutet, so mufs die Gleichung lauten:

$$\delta \int (T - U)\, dt + (T + U)\, \delta \int dt = 0,$$

oder, wenn man die Zeitdauer, auf welche die Integration

1) Sitzungsberichte der Wiener Akademie Bd. 53.



sich bezieht, mit i bezeichnet, und für die Summe $T + U$, also für die *Energie* des Systems, das Zeichen E einführt:

$$\delta \int_0^i (T - U)\, dt + E\, \delta i = 0.$$

Dieselbe Gleichung läfst sich, wie man leicht sieht, auch in folgende, noch einfachere Form bringen:

$$(2) \qquad 2\,\delta \int_0^i T\, dt = i\, \delta E.$$

Dieses ist die von Szily benutzte Hamilton'sche Gleichung, welche den Satz von der kleinsten Wirkung bei veränderlicher Energie ausdrückt. Sie stimmt mit der von Boltzmann angewandten und in der oben citirten Abhandlung unter (23a) mitgetheilten Gleichung überein, wenn man unter der von ihm mit ε bezeichneten Gröfse nicht blos die zugeführte lebendige Kraft, sondern, seiner späteren Erläuterung gemäfs, die Vermehrung von lebendiger Kraft und Arbeit versteht, und ihr demnach dieselbe Bedeutung beilegt, wie der in (2) vorkommenden Variation δE.

Szily leitet nun aus der Gleichung (2) in höchst einfacher Weise eine andere Gleichung ab, welche er mit derjenigen, die den zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie ausdrückt, als gleichbedeutend ansieht. In dieser Beziehung mufs ich nun aber sagen, dafs seine Entwickelung mir zu einfach zu seyn scheint, indem darin wesentliche Schwierigkeiten unerwähnt und ungelöst geblieben sind.

Von derjenigen mechanischen Gleichung, welche ich in meiner eingangs erwähnten Abhandlung aufgestellt und angewandt habe, spricht er (auf S. 300) so, als ob sie schon in der Hamilton'schen Gleichung enthalten sey. Das ist aber gar nicht möglich, indem meine Gleichung eine allgemeinere Anwendbarkeit besitzt, als die Hamilton'sche. Diese letztere setzt nämlich als nothwendige Bedingung voraus, dafs das Ergal bei der veränderten Be-

wegung noch durch dieselbe Function der Raumcoordinaten dargestellt werde, wie bei der ursprünglichen Bewegung, während meine Gleichung auch dann gültig bleibt, wenn die das Ergal darstellende Function der Coordinaten eine Aenderung erleidet. Als einfachsten Fall der Art kann man annehmen, daſs die Function auſser den Coordinaten noch eine Gröſse enthalte, welche bei den Bewegungen constant bleibt. Dann setzt die Hamilton'sche Gleichung voraus, daſs diese Gröſse bei der veränderten Bewegung denselben Werth habe, wie bei der ursprünglichen Bewegung; meine Gleichung dagegen gestattet eine Veränderung des Werthes dieser Gröſse.

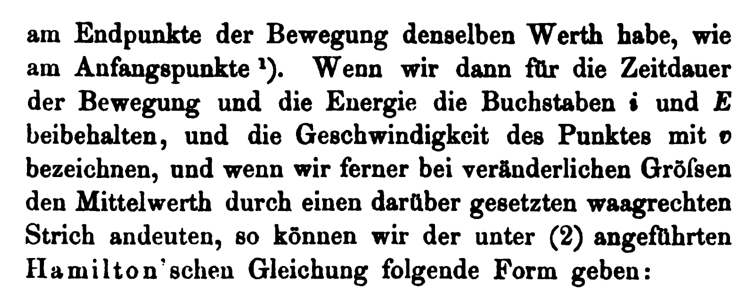
Ich habe diesen Unterschied der beiden Gleichungen schon einmal in einem auf die Boltzmann'sche Arbeit bezüglichen Aufsatze [1]) auseinandergesetzt, und habe dort näher nachgewiesen, in wiefern die Hamilton'sche Gleichung für einen solchen Fall, wo das Ergal eine von der Aenderung der Coordinaten unabhängige Veränderung erleidet, unrichtig werden würde.

Der Irrthum, daſs meine Gleichung sich aus der Hamilton'schen ableiten lasse, scheint mir daraus entstanden zu seyn, daſs Hr. Szily die von mir angewandte Bezeichnungsweise nicht ganz richtig verstanden hat.

Zur bequemeren Erläuterung der Sache wollen wir uns hier auf die Betrachtung eines einzelnen beweglichen Punktes beschränken. Es sey also ein materieller Punkt von der Masse m gegeben, welcher bei der ursprünglichen Bewegung eine geschlossene Bahn beschreibe oder sich zwischen zwei gegebenen Punkten bewege. Bei der veränderten Bewegung beschreibe er ebenfalls eine geschlossene Bahn, oder bewege sich zwischen zwei Punkten, welche letzteren entweder mit den früher gegebenen identisch seyen, oder, wenn das nicht der Fall ist, die Bedingung erfüllen, daſs die Gröſse

$$\frac{dx}{dt}\delta x + \frac{dy}{dt}\delta y + \frac{dz}{dt}\delta z$$

1) Diese Ann. Bd. 144, S. 268.



am Endpunkte der Bewegung denselben Werth habe, wie am Anfangspunkte [1]). Wenn wir dann für die Zeitdauer der Bewegung und die Energie die Buchstaben i und E beibehalten, und die Geschwindigkeit des Punktes mit v bezeichnen, und wenn wir ferner bei veränderlichen Gröſsen den Mittelwerth durch einen darüber gesetzten waagrechten Strich andeuten, so können wir der unter (2) angeführten Hamilton'schen Gleichung folgende Form geben:

$$(2_a) \qquad \delta\,(m\,\overline{v^2}\,i) = i\,\delta E.$$

Meine Gleichung habe ich bei ihrer ersten Aufstellung [2]) so geschrieben:

$$(3) \qquad \delta\,\overline{U} = \frac{m}{2}\,\delta\,\overline{v^2} + m\,\overline{v^2}\,\delta\log i.$$

Dabei habe ich aber den Buchstaben U dort nicht als ein allgemein gültiges Zeichen für das Ergal angewandt, sondern habe ausdrücklich gesagt, daſs er nur das Ergal *für die ursprüngliche Bewegung* bezeichnen solle. In einem späteren Aufsatze [3]) habe ich, um den Unterschied recht deutlich hervorzuheben, die Gleichung in folgender Form geschrieben:

$$(3_a) \qquad \overline{\frac{dU}{dx}\,\delta x + \frac{dU}{dy}\,\delta y + \frac{dU}{dz}\,\delta z} = \frac{m}{2}\,\delta\,\overline{v^2} + m\,\overline{v^2}\,\delta\log i,$$

1) Sollte die letztere Bedingung nicht erfüllt seyn, so müſste noch die Differenz

$$\left(\frac{dx}{dt}\,\delta x + \frac{dy}{dt}\,\delta y + \frac{dz}{dt}\,\delta z\right)_1 - \left(\frac{dx}{dt}\,\delta x + \frac{dy}{dt}\,\delta y + \frac{dz}{dt}\,\delta z\right)_0,$$

worin die Indices 0 und 1 den Anfangs- und Endwerth der Gröſse andeuten, in den nachfolgenden Gleichungen vorkommen. Für unsere Betrachtungen genügt aber die einfachere Form der Gleichungen, welche der Annahme entspricht, daſs die Differenz Null sey.

2) Sitzungsber. der Niederrhein. Ges. für Natur- und Heilkunde. 1870, S. 174 und diese Ann. Bd. 142, S. 442.

3) Ueber die Anwendung einer von mir aufgestellten mechanischen Gleichung auf die Bewegung eines materiellen Punktes um ein festes Anziehungscentrum oder zweier materieller Punkte um einander; Nachrichten der Göttinger Gesellschaft der Wissenschaften. 1871, S. 248 und Math. Ann. von Clebsch u. Neumann Bd. 4, S. 232.

und habe dann hinzugefügt: „Die Summe

$$\frac{dU}{dx}\delta x + \frac{dU}{dy}\delta y + \frac{dU}{dz}\delta z$$

darf nicht ohne Weiteres als die Variation des Ergals betrachtet werden, und darf daher, wenn man U die Bedeutung beilegt, dafs es nicht nur für die ursprüngliche, sondern auch für die veränderte Bewegung das Ergal darstelle, nicht ohne Weiteres mit δU bezeichnet werden."

Nehmen wir z. B. den oben besprochenen Fall an, dafs die Function U aufser den Coordinaten noch eine Gröfse c enthalte, welche bei jeder Bewegung constant sey, aber von einer Bewegung zur anderen ihren Werth ändern könne, so ist diejenige Aenderung des Ergals, welche durch die Aenderung von c veranlafst wird, in der obigen Summe nicht enthalten. Man kann daher in diesem Falle statt (3_a) schreiben:

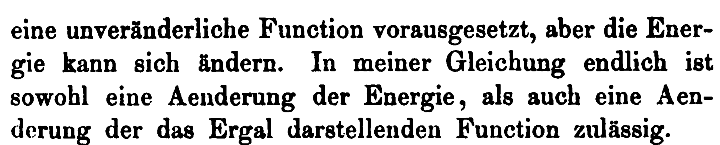
$$(3_b) \qquad \delta\overline{U} - \frac{d\overline{U}}{dc}\delta c = \frac{m}{2}\delta\overline{v^2} + m\overline{v^2}\,\delta \log i,$$

wodurch die charakteristische Eigenthümlichkeit der Gröfse, welche an der linken Seite meiner Gleichung steht, noch deutlicher hervortritt.

Um die drei zusammengehörigen mechanischen Gleichungen, um welche es sich bei den neueren Betrachtungen über den zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie handelt, in Bezug auf ihre Anwendbarkeit bequem unter sich vergleichen zu können, wird es vielleicht zweckmäfsig seyn, die Unterschiede, welche zwischen ihnen herrschen, noch einmal übersichtlich zusammenzustellen. Die Gleichung, welche den Satz von der kleinsten Wirkung in seiner ursprünglichen Form ausdrückt, und welche nach unserer Bezeichnungsweise lautet:

$$(4) \qquad \delta(m\overline{v^2}\,i) = o,$$

setzt voraus, dafs sowohl das Ergal durch eine unveränderliche Function der Coordinaten dargestellt werde, als auch die Energie einen unveränderlichen Werth habe. In der Hamilton'schen Gl. (2_a) wird für das Ergal ebenfalls



eine unveränderliche Function vorausgesetzt, aber die Energie kann sich ändern. In meiner Gleichung endlich ist sowohl eine Aenderung der Energie, als auch eine Aenderung der das Ergal darstellenden Function zulässig.

Die letztere Verallgemeinerung war für die Anwendung der Gleichung auf die Wärmetheorie durchaus nothwendig, weil bei den dort in Betracht kommenden Zustandsänderungen eines Körpers Veränderungen der wirksamen Kräfte vorkommen, die von den räumlichen Aenderungen unabhängig sind, und sich nicht durch ein Ergal von unveränderlicher Form darstellen lassen.

Aufser diesem Umstande kommen in den in der Wärmelehre zu betrachtenden Fällen noch andere Schwierigkeiten vor, welche die unmittelbare Anwendung der Hamilton'schen Gleichung (2) unzulässig machen.

Die Gleichung (2) setzt voraus, dafs alle in dem betrachteten Systeme vorkommenden materiellen Punkte zu ihrer Bewegung eine gemeinsame Zeit i gebrauchen, welche sich bei der Veränderung der Bewegung für alle Punkte in gleicher Weise ändert. Denken wir uns nun aber einen Körper als ein System von sehr vielen bewegten materiellen Punkten, und machen selbst die vereinfachte Annahme, dafs alle Punkte sich in geschlossenen Bahnen bewegen, so dürfen wir doch nicht voraussetzen, dafs sie auch alle ihre Bahnen in gleicher Zeit beschreiben, und dafs bei einer Aenderung des Körperzustandes alle Umlaufszeiten sich in gleicher Weise ändern. Zur Berücksichtigung dieses Umstandes sind also besondere Betrachtungen nothwendig.

Noch gröfser werden die Schwierigkeiten, wenn man auch die Annahme, dafs alle Punkte sich in geschlossenen Bahnen bewegen, fallen läfst, und ganz unregelmäfsige Bewegungen annimmt. In der Auseinandersetzung des Hrn. Szily sind diese Schwierigkeiten aber gar nicht zur Sprache gebracht.

Bonn, Mai 1872.

VII. Zur Kenntnifs der Thalliumverbindungen; von C. Rammelsberg.

Unterschwefelsaures Thallium.

Das Thalliumhyposulfat ist von Werther beschrieben Durch Doppelzersetzung des Sulfats und des unterschwefelsauren Baryts läfst es sich leicht erhalten.

Die durchsichtigen farblosen Krystalle sind, wie auch schon Werther fand, wasserfrei.

a) 1,735 gaben durch schwaches Glühen im bedeckten Tiegel 1,532 $Tl^2SO^4 = 1,24016$ Tl.

b) 1,79 wurden mit rauchender Salpetersäure oxydirt. Die verdünnte und mit Ammoniak neutralisirte Flüssigkeit gab mit KJ 2,059 getrocknetes $TlJ = 1,269$ Tl. Aus dem angesäuerten Filtrat wurden 1,51 $BaSO^4 = S$ 0,20732 erhalten.

$Tl^2S^2O^6$

berechnet.			gefunden. *a*.	*b*.
2 Tl	= 408 =	71,83	71,48	70,90
2 S	= 64 =	11,27		11,58
6 O	= 96 =	16,90		
	568	100.		

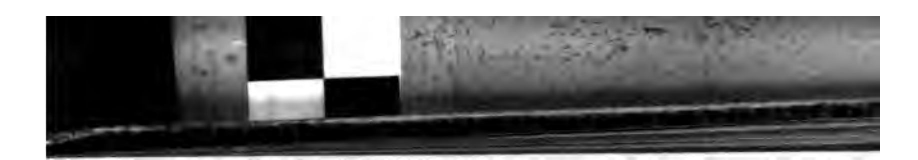
Jodsaures Thallium.

I. Thallium Jodat.

(Jodsaures Thalliumoxyd.)

Wird eine Auflösung von Thalliumhydroxyd, H Tl O, durch Zersetzung des Sulfats Tl^2SO^4 mittelst Baryumhydroxyd erhalten, mit einer solchen von Jodsäure vermischt, so entsteht sogleich eine reichliche weifse Fällung von Thalliumjodat, welche sich durch Wasser gut auswaschen läfst.

Lufttrocken ist es ein weifses Pulver ohne krystallinisches Ansehen. Es läfst sich bis über 150° erhitzen,



ohne sich zu verändern, oder Wasser zu verlieren. In Salpetersäure ist es, namentlich nach dem Trocknen, schwer auflöslich.

2,78 wurden in Salpetersäuren aufgelöst und nach dem Verdünnen mit schwefliger Säure reducirt. Es fiel sogleich gelbes Jodthallium nieder, welches nach dem Trocknen = 2,358 war. Das Filtrat gab mit Silbersalz noch 0,05 Ag J, entsprechend 0,027 Jod oder 0,0704 Tl J, so dafs die Gesammtmenge des letzteren = 2,4284 = 1,4966 Tl und 0,9318 J.

Das Salz ist also

$Tl\,J\,O^3$

		berechnet.		gefunden.	
Tl =	204 =	53,82	87,33	53,83	87,35
J =	127 =	33,51		33,52	
3O =	48 =	12,67			
	379	100.			

In einer Glasröhre erhitzt, schmilzt das Thalliumjodat zu einer braunen Flüssigkeit, entwickelt Sauerstoff und Jod, während Jodthallium theils sublimirt, theils mit den Joddämpfen fortgeht. Der dunkelbraune Rückstand von Tl J und Tl^2O betrug in einem Versuche nur 72,9 Proc. des Salzes.

Erhitzt man Thalliumjodat mit einer Auflösung von Jodsäure, so löst es sich nicht auf, färbt sich aber gelblich. Auch die Säure wird gelb, und beim Kochen entwickelt sich ein wenig freies Jod.

Der Grund dieses Verhaltens ist die Bildung von etwas Dithalliumjodat, wodurch Jodsäure zu Jod reducirt wird. Die Gegenwart von jenem erkennt man leicht daran, dafs das Salz auf Zusatz eines Alkali sich braun färbt. Die Reaction beschränkt sich übrigens, selbst bei langer Digestion mit Jodsäure, nur auf einen im Verhältnifs kleinen Theil des Salzes.

II. Dithalliumjodat.
(Jodsaures Thalliumsesquioxyd.)

Erhitzt man frisch gefälltes braunschwarzes Thalliumsesquioxyd mit einer Auflösung von Jodsäure, so verwandelt es sich in ein graubraunes krystallinisches Salz, während die saure Flüssigkeit frei von Thallium ist.

Das Salz ist in Salpetersäure schwer löslich; die Auflösung wird von Ammoniak braunschwarz gefällt. Durch Digestion mit Kalilauge wird es zersetzt, das alkoholische Filtrat ist thalliumfrei.

1) 1,453 wurden mit Kalilauge digerirt und gekocht; das abfiltrirte Oxyd gab 0,49 $Tl^2SO^4 = 0,3966$ Tl. Das alkalische Filtrat, mit Salpetersäure übersättigt und mit schwefliger Säure behandelt (wobei keine Spur Tl J sich abschied) gab mit Silbersalz 1,307 Ag J = J 0,706336.

2) 1,359 wurden nach dem Erhitzen mit Kalilauge direkt mit schwefliger Säure reducirt, und dann mit Salpetersäure schwach sauer gemacht. Es fielen 0,592 Tl J = Tl 0,365 und J 0,227 nieder, und die Flüssigkeit gab dann noch 0,704 Ag J = J 0,38046

oder

	1.	2.
Thallium	27,3	26,86
Jod	48,6	44,70.

Nach 1 ist Tl : J = 1 : 2,86, d. h. nahe = 1 : 3. In 2 scheint ein Verlust von Jod stattgefunden zu haben. Das Salz ist also

$$\overline{Tl}\,J^6O^{18} + 3\,aq = (\overline{Tl}O^3 + 3\,J^2O^5) + 3\,aq$$

2 Tl	=	408	=	27,00
6 J	=	762	=	50,40
18 O	=	288	=	19,03
3 aq	=	54	=	3,57
		1512		100.

Es hätte 43,78 Proc. Tl J geben sollen, während der Versuch 43,57 gab.

Beim Erhitzen wird das Salz weifs, dann gelb, schmilzt, entwickelt Sauerstoff und Jod, und hinterläfst einen theil-



weise sublimirten Rückstand von Tl J und Tl^2O, der in einem Versuche 37,48 Proc. betrug.

Ueberjodsaures Thallium.

I. Thalliumperjodat.

Setzt man zu einer Auflösung von Ueberjodsäure eine solche von krystallisirtem Thalliumhydroxyd, so entsteht ein weifser Niederschlag.

Dieselbe Erscheinung tritt ein, wenn Auflösungen von Thalliumnitrat und von halb-überjodsaurem Kali $K^4J^2O^9$ vermischt werden.

Die weifse Farbe des Niederschlages verwandelt sich bald in eine gelbliche, besonders beim Auswaschen mit kaltem Wasser und beim Trocknen an der Luft. Das trockene Pulver ist gelb.

Das frisch gefällte, gleichwie das lufttrockene Salz wird von Salpetersäure nicht aufgelöst; erhitzt man, so färbt es sich hellbraun, während die Säure nach dem Abdampfen eine weifse Salzmasse hinterläfst, die von Wasser unter Abscheidung von braunem $\overset{\text{-}}{Tl}O^3$ zersetzt wird. Scheidet man dies durch Ammoniak ab, so reagirt das Filtrat noch auf Thallium. Aufserdem läfst sich die Gegenwart der Jodsäure durch Silbersalze nachweisen.

Das braune Salz, welches durch die Einwirkung der Salpetersäure abgeschieden ist, verhält sich im Ansehen und gegen Reagentien (Kalilauge) wie Dithalliumjodat.

Durch Erhitzen mit Kalilauge wird das vermeintliche Perjodat gelb, dann braunschwarz, während die alkalische Flüssigkeit einerseits auf Jodsäure, andererseits stark auf Thallium reagirt.

Aus dem Angeführten folgt, dafs Thalliumperjodat nicht existirt, weil die Säure sich zu Jodsäure reducirt, das Thallium aber zum Theil zu Sesquioxyd oxydirt wird. Die fraglichen Niederschläge sind also offenbar Gemenge von den beiden Jodaten

$$Tl J O^3 \text{ und } \overset{\text{-}}{Tl} J^3 O^{18}.$$

Das Thallium verhält sich mithin gegen Ueberjodsäure

wie Eisen, Mangan und Kobalt, welche unter Bildung von Jodsäure höher oxydirt werden.

II. Dithalliumperjodat.

Trägt man frisch gefälltes braunes Sesquioxyd in eine Auflösung von Ueberjodsäure und erwärmt, so wird es hellbraun. Die saure Flüssigkeit ist thalliumfrei.

2,135 des lufttrocknen Salzes wurden durch Kalilauge zersetzt. Das rückständige braune Oxyd gab 1,93 TlJ = Tl 1,1895. Aus der alkalischen Flüssigkeit wurde 0,393 AgJ = J 0,2124 erhalten.

Hieraus scheint zu folgen, dafs das Salz gegen 3 Atome Jod 10 Atome Thallium enthält (gefunden 3 : 10,1), und also $\text{Ŧl}^{10}J^{6}O^{51} + 90aq = (10\,\text{Ŧl}O^{3} + 3J^{2}O^{7}) + 90aq$ sey.

				gefunden.
10Ŧl	= 4080	=	56,06	55,71
6J	= 762	=	10,47	9,95
51O	= 816	=	11,21	
90aq	= 1620	=	22,26	
	7278		100.	

Die viel einfachere Formel $\text{Ŧl}^{3}J^{2}O^{16} + 30aq$ verlangt:

3Ŧl	= 1224	=	53,84
2J	= 254	=	11,17
16C	= 256	=	11,26
30aq	= 540	=	23,74
	2274		100.

Sie stimmt mit der Analyse minder gut.

Ich brauche nicht zu sagen, dafs das Salz wirklich ein Perjodat ist, und dafs sein ganzer Gehalt an Thallium durch starke Basen abgeschieden wird. Es ist, trotz seiner Entstehung bei Säureüberschufs, ein sehr basisches Salz, und kann als

$$\left.\begin{array}{l}\text{Ŧl}J^{6}O^{24}\\ 9H^{6}\text{Ŧl}O^{6}\end{array}\right\} + 63\,aq \quad \text{(normales)}$$

oder als

$$\left.\begin{array}{l}\text{Ŧ}^{5}J^{6}O^{36}\\ 5H^{6}\text{Ŧl}O^{6}\end{array}\right\} + 75\,aq \quad \text{(fünftel)}$$

betrachtet werden.



Vermischt man Auflösungen von Kaliumthalliumchlorid (K^3TlCl^6) und von halb überjodsaurem Kali, so entsteht ein Niederschlag, der dem beschriebenen Salze im Aeufseren vollkommen gleicht.

Thalliumsesquichlorid.

Schmilzt man TlCl im Chlorstrom, so bildet sich das Sesquichlorid, welches durch Wasser von beigemengtem TlCl zu befreien ist. Es bildet gelbe Blättchen. Dieselbe Verbindung scheidet sich beim Auflösen des braunen Oxyds in Chlorwasserstoffsäure und Abdampfen aus.

Zur Bestätigung der Natur dieses Chlorids mag bemerkt werden, dafs 1,45 in verdünnter Salpetersäure gelöst, 1,196 AgCl = Cl 0,2959 gaben, also

Tl^2Cl^3			gefunden.
2Tl	= 408	= 79,3	
3Cl	= 106,5	= 20,7	20,4
	514,5		

Dithalliumchlorid und Doppelsalze.

Durch frühere Untersuchungen hat sich schon ergeben, dafs das dem braunen Oxyde entsprechende Trichlorid $TlCl^3$ oder besser Hexachlorid = $TlCl^6$ eine farblose lösliche Verbindung ist, welche zwar krystallisirt, aber an der Luft zerfliefst. Von weit mehr Beständigkeit sind seine Doppelsalze mit KCl und AmCl, ja sie gehören zu den bestkrystallisirten Thalliumsalzen, deren Form und Zusammensetzung sich aus dem Nachfolgenden ergiebt.

Kaliumdithalliumchlorid.
Ammoniumdithalliumchlorid.

Setzt man zu der Auflösung des braunen Tl^2O^3 in Chlorwasserstoffsäure Chlorkalium, so bilden sich im Exsiccator grofse farblose und durchsichtige Krystalle, welche beim ersten Blick regulär (Oktaeder mit Würfel und Granatoeder) erscheinen, in Wahrheit jedoch viergliederig sind.

Ganz eben solche Krystalle erhält man bei Anwendung von Chlorammonium.

Sie sind *viergliedrige* Combinationen eines Quadratoktaeders (Hauptoktaeder) *o* mit der Abstumpfung der Endkanten durch das erste stumpfere *d* (beim Ksalz nicht beobachtet), dem ersten Prisma *p*, dem zweiten *a*, und der Endfläche *c*, also

$o = a : a : c \qquad d = a : c \quad : \infty a$
$p = a : a : \infty c \qquad a = a : \infty a : \infty c$
$c = c : \infty a : \infty a$

	berechnet.	beobachtet. Am salz.	beobachtet. K salz
o 2A =	116° 12'	115° 58'	
o 2C =	96 44	96 40	97° 13'
d 2A =	127 46		
d 2C =	77 0		
$o : c$ =		*131 38	131 30
$o : p$ =	138 22	139 ung.	138 33
$d : a$ =	128 30	128 40	
c =	141 30	141 0	
o =	148 6	148 0	

Hieraus folgt

$$a : c = 1 : 0{,}7954 = 1{,}257 : 1$$

Die Krystalle des Ammoniumsalzes sind öfters durch Vorherrschen einer Fläche *p* unsymmetrisch.

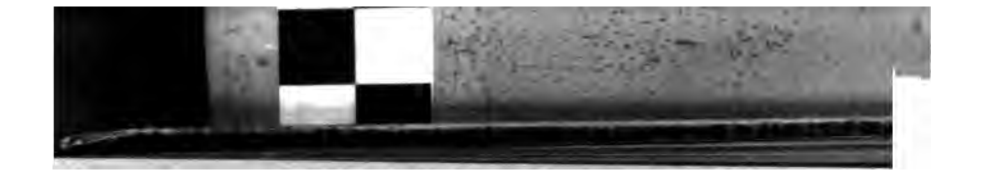
Die Analyse des Kaliumsalzes geschah folgendermafsen: 1,305 Grm., in Wasser aufgelöst, wurden mit Barytwasser gefällt. Der braune Niederschlag lieferte 0,59 Tl^2SO^4 = Tl 0,4776. Das Filtrat, vom Baryt befreit, gab 0,553 K^2SO^4 = K 0,2479. — 0,682 lieferten 1,007 AgCl = Cl 0,249.

1,588 verloren über Schwefelsäure 0,093; bei 100° entstand kein weiterer Verlust.

Das Salz ist also

$$(3KCl + TlCl^3) + 2aq = (6KCl + TlCl^6) + 4aq$$

			gefunden.
3K =	117 =	20,53	19,00
Tl =	204 =	35,80	36,60
6Cl =	213 =	37,37	36,53
2aq =	36 =	6,30	5,87
	570	100.	98,10.



1,24 des Ammoniumsalzes gaben, mit Ammoniak gefällt, 0,559 bei 100° getrocknetes Tl^2O^3 = Tl 0,50. Aus dem Filtrat resultirten 2,145 Ag Cl = Cl 0,5306.

$(3\,AmCl + TlCl^3) + 2\,aq = (6\,AmCl + TlCl^6) + 4\,aq.$

					gefunden.
3 Am	=	54	=	10,65	
Tl	=	204	=	40,24	40,32
6 Cl	=	213	=	42,01	42,79
2 aq	=	36	=	7,10	
		507		100.	

Wilm führt an, dafs Kaliumsalz krystallisire in Würfeln und sey $(3\,KCl + TlCl^3) + 3\,aq$. Aus seinen analytischen Daten:

Tl	33,15
Cl	38,76
aq	4,81

würde aber weit eher das Verhältnifs $4\,KCl + TlCl^3$ folgen. Doch ist es zweifellos, dafs es sich hier um dieselbe Verbindung handelt.

Aehnliches gilt von dem Ammoniumsalze. Wilm behauptet, es krystallisire regulär und enthalte 42,26 Tl und 44,0 Cl. Es würde $3\,AmCl + TlCl^3$, der Wassergehalt aber weniger als 1 Molekül seyn.

Diese Doppelsalze werden vom Wasser nicht zersetzt, auch nicht beim Kochen. H Cl entwickelt kein Cl. Ueberschufs von Alkalien scheidet aus ihnen braunes Tl^2O^3 aus, enthält die Auflösung jedoch hinreichend H Cl, so giebt Ammoniak keinen Niederschlag. KJ fällt ein Gemenge von Tl J und J; SO^2 scheidet Tl Cl ab; H^2S und Schwefelalkalien geben hellbraune Fällungen.

Kaliumdithalliumbromid.

Fällt man das Bromür aus einem Thalliumsalze durch Bromkalium und digerirt es mit wässerigem Brom, so erhält man eine farblose Lösung, welche mit K Br ein Doppelsalz in schwach gelben Krystallen giebt. Es sind anscheinend reguläre Formen, Würfel mit Oktaeder und

Granatoeder, aber ihre Flächen sind nicht glänzend genug, um dies durch Messungen zu beweisen; die erhaltenen Werthe schwanken um die einer regulären Combination zukommenden.

3,663, in ähnlicher Art wie vorher zerlegt, gaben 1,433 $Tl^2 SO^4$ = K 0,3344 und 4,717 AgBr = Br 2,0072.

Dies Salz ist danach

$(3 KBr + 2 Tl Br^3) + 3 aq = (3 KBr + Tl Br^6) + 3 aq$

				gefunden.
3K	=	117 =	9,00	9,13
2Tl	=	408 =	31,41	31,67
9Br	=	720 =	55,43	54,80
3aq	=	54 =	4,16	
		1299	100.	

Frühere Angaben von Nicklès und Wilm beziehen sich auf ein in gelben Nadeln krystallisirtes Ammoniumsalz 3 AmBr + Tl Br^3 mit verschiedenen Wassermengen.

Kaliumdithalliumjodid.

Digerirt man Tl J mit einer Auflösung von Jodkalium und freiem Jod, so löst es sich zu einer dunklen Flüssigkeit auf, welche beim Verdunsten über Schwefelsäure schwarze Krystalle giebt, deren Pulver intensiv roth ist.

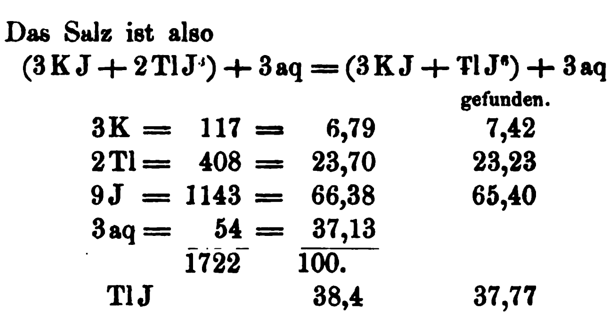
Ihre Form ist *regulär*. Oktaeder (*o*) und Würfel (*a*)

	gemessen.		berechnet.	
$o : o$ =	109°	0'	109°	28'
$o : a$ =	125	30	125	16

sehr glänzend, rubinroth durchsichtig.

Sie werden von Wasser unter Abscheidung von Tl J und freiem Jod zersetzt, sind aber in Alkohol löslich. Auch in gelinder Wärme verlieren sie Jod und verwandeln sich in ein Gemenge von KJ und TlJ.

3,773 wurden mit einer Auflösung von schwefliger Säure behandelt. Es schieden sich 1,425 TlJ = Tl 0,87825 und J 0,54675 aus; das Filtrat gab dann 3,554 AgJ = J 1,92067 und zuletzt wurden 0,624 $K^2 SO^4$ erhalten = K 0,2797.



Das Salz ist also

$$(3\,KJ + 2\,TlJ^3) + 3\,aq = (3\,KJ + \bar{Tl}J^6) + 3\,aq$$

			gefunden.
3K =	117 =	6,79	7,42
2Tl =	408 =	23,70	23,23
9J =	1143 =	66,38	65,40
3aq =	54 =	37,13	
	1722	100.	
TlJ		38,4	37,77

Wilm hat schon früher auf dieselbe Art ein ganz ähnliches Salz, angeblich in Würfeln krystallisirt, beschrieben. Dies muſs aber wasserfreies

$$KJ + TlJ^3$$

gewesen seyn. Denn er fand Jod frei bei 100° 34,95 bis 37,95

TlJ	42,84 =	Tl	26,4
	44,02 =		27,13
KJ	19,9 =	K	4,67
	21,02 =		4,94,

während die Formel verlangt

K	39 =	5,19	
Tl	204 =	27,16	
4J	508 =	67,65	$\frac{1}{2}$ = 33,87
	751	100.	

Die *Oxydsalze des Dithalliums* werden bekanntlich durch Wasser sofort unter Abscheidung von Tl^2O^3 zersetzt.

Ich habe das letztere, wie es aus der Zersetzung des Sulfats hervorgeht, nach dem Auswaschen mit kaltem Wasser und Trocknen an der Luft näher untersucht. Es enthielt 84,66 Proc. Tl und nur 1,8 SO^3, ist also wohl kein basisches Salz, wie man glauben konnte, aber auch nicht Tl^2O^3, sondern wahrscheinlich $H^2Tl^2O^4$.

Die kleinen Krystalle des *Sulfats*, welches nach Strecker $Tl^2S^3O^9 + 5\,H^2O$, vielleicht $H^2Tl^2S^3O^{10} + 4\,aq$ ist, lassen keine Bestimmung zu.

Das *Nitrat*, nach demselben Chemiker $= Tl^2N^6O^{18} + 6\,aq$, ist zerflieſslich, verwittert aber im Exsiccator. So weit

das Ansehen der Krystalle ein Urtheil erlaubt, scheinen es sechsgliedrige Combinationen eines Rhomboeders mit einem Endkantenwinkel = 98° und des zweiten Prismas zu seyn, in denen das letztere vorherrscht.

Das *Acetat* läfst sich leicht in ansehnlichen Krystallen erhalten. Frisch gefälltes Tl^2O^3 löst sich bei anhaltendem Erhitzen in starker Essigsäure vollständig auf. Bei freiwilligem Verdunsten schiefst das Salz in tafelartigen Krystallen an, welche *zweigliedrig* sind, die Flächen eines Rhombenoktaëders *o*, des zweifach stumpferen zweiten Paares $\frac{q}{2}$ $(2b : c : \infty a)$, und die Hexaidflächen *b* und *c* zeigen, welche letztere die Tafelform bedingt.*

Es ist an ihnen

	berechnet.	beobachtet.
o 2A =		*123° 30′
o 2B =	79° 34′	
o 2C =		*129 0
$\frac{q}{2} : \frac{q}{2}$ =	122 22	122 20
c =	151 11	152 5
b =	118 49	118 45
o : *b* =	118 15	118 15
c =	115 30	116 0.

Hieraus folgt $a : b : c = 0,6146 : 1 : 1,10$. Sie sind farblos, durchsichtig, glänzend, auf $\frac{q}{2}$ etwas gekrümmt, auf *c* gestreift parallel der Kante mit jenen, und bräunen sich schon an der Luft.

Nach Wilm wäre das Acetat

$$Tl^6C^4H^6O^9$$

also ein basisches Salz.

Isomorphie der Salze des Thalliums mit den Salzen einwerthiger Metalle.

Wenn es wahr ist, dafs Chlor-, Jod- und Fluorthallium in Würfeln krystallisiren, so würden sie allerdings die Form der Haloidsalze von Kalium u. s. w. haben, doch

sind ihre Formen noch nicht sicher bekannt, und jene Angabe beruht nicht auf Messungen, sondern auf einfacher Beobachtung mikroskopischer Krystalle von TlCl, TlJ u. s. w. [1]).

Ganz entschieden aber tritt die Isomorphie bei den Oxysalzen hervor, wie folgende Uebersicht zeigt:

Nitrate.

Die Nitrate der R sind dimorph, theils sechsgliedrig, theils zweigliedrig. Zu den sechsgliedrigen gehören:

	Endkantenw. des Hpt.-Rhomboëders.	Axenverhältn. $a:c$	
$NaNO^3$	106° 30′	1 : 0,827	Brooke
$CsNO^3$	106 40	1 : 0,824	Bunsen
$RbNO^3$	desgl.		

Zweigliedrige.

	$a:b:c$	
$AmNO^3$	0,9484 : 1 : 0,857	Marignac
KNO^3	0,5843 : 1 : 0,7028	Rg.
$AgNO^3$	0,9429 : 1 : 1,3697	Brooke.

Zu dieser Reihe gehört das Thalliumnitrat, $TlNO^3$, nach den Untersuchungen von Miller, Des Cloizeaux, Lang und von mir. Aus den Messungen des Ersteren folgt

$$a : b : c = 0,511 : 1 : 0,651.$$

Speciell verglichen mit dem Kaliumsalz, zeigt das Thalliumnitrat zwar erhebliche Winkelunterschiede, so daſs z. B. die Kantenwinkel ihrer Hauptoktaëder sind.

	KNO^3	$TlNO^3$
2A =	131° 36′	136° 13′
2B =	90 56	86 15
2C =	108 40	110 5,
während		
$o:p$ =	144 20	145 2,

1) Auch Thalliumsiliciumfluorid soll in Würfeln krystallisiren, entsprechend dem regulären K^2SiF^6.

aber solche Differenzen kommen auch anderweitig vor, und es darf nur daran erinnert werden, daſs die vertikalen Spaltungsprismen beim Schwerspath und Cölestin um 2° 20', die Rhomboëderwinkel von Kalkspath und Zinkspath um 2° 35' differiren.

Perchlorate.

Die zweigliedrigen Formen des Kalium- und des Thalliumsalzes sind vollständig isomorph, denn es ist bei

	$a:b:c$	
$KClO^4$	0,7817 : 1 : 0,6396	nach Groth
$TlClO^4$	0,7978 : 1 : 0,645	„ Roscoe.

Phosphate [1]).

Trithalliumphosphat, Tl^3PO^4, gleicht sehr dem entsprechenden Lithionsalz, ist fast unlöslich, und fällt bei Zusatz eines Ammoniaküberschusses zur Lösung eines der übrigen Thalliumphosphate.

Dithalliumphosphat, HTl^2PO^4, schon früher von Lamy wasserfrei erhalten, ist seiner Form nach unbekannt. Das Hydrat, der Formel $2HTl^2PO^4 + aq$ entsprechend, ist nach Des Cloizeaux zweigliedrig. Die Form dieses Salzes stimmt aber so nahe mit der von $H^2NaPO^4 + aq$ (und dem Arseniat) überein, daſs man glauben möchte, das Thalliumsalz enthalte doppelt so viel Wasser als angegeben wird, denn dadurch würde die Menge des Thalliums nur um 1,4 Proc., die des Phosphors um 0,1 Proc. kleiner zu seyn brauchen, worüber die Analyse wohl nicht sicher entscheiden möchte.

Das *Thalliumphosphat* H^2TlPO^4 ist wieder mit dem Diammoniumphosphat (und Arseniat) isomorph; beide sind zwei- und eingliedrig.

	$a:b:c$	o
HAm^2PO^4	3,043 : 1 : 1,198	88° 0'
H^2TlPO^4	3,175 : 1 : 1,458	88 16.

1) Vergl. Berichte d. d. chem. Gesellschaft. 1870. S. 276.



Bekanntlich krystallisiren Ammonium- und Kaliumphosphat H^2RPO^4 (und die Arseniate) viergliedrig. Auch diese Form findet man bei einem Thalliumsalze wieder. Wenn man nämlich aus einer Auflösung eines solchen durch Ammoniak Tl^3PO^4 gefällt hat, und das Filtrat verdunstet, so erhält man quadratische Prismen, durch ein Quadratoktaëder zugespitzt, dessen Endkantenwinkel 120° 30′ mifst. Ganz dieselbe Form (2 A = 119° 50′) hat Des Cloizeaux an einem von Lamy auf gleiche Art dargestellten Salze beobachtet. Meine eigenen Analysen führen auf die Formel einer isomorphen Mischung.

$$\left.\begin{matrix} H\,Tl^2PO^4 \\ 5H^2AmPO^4 \end{matrix}\right\}$$

	berechnet.	gefunden.	
H	1,02		
NH⁴	8,34	7,95	8,24
Tl	37,81	38,76	38,93
P	17,24	16,75	16,74
O	35,59		
	100.		

Lamy's Analyse entbehrt der Ammoniumbestimmung, daher ist seine Formel $Am^5TlP^2O^8$ nicht nothwendig richtig, jedenfalls hat er eine thalliumreichere Mischung untersucht.

Isomorph sind also

	a : c
H^2AmPO^4	1 : 0,712
H^2KPO^4	1 : 0,664
$\left.\begin{matrix} 5H^2AmPO^4 \\ HTl^2PO^4 \end{matrix}\right\}$	1 : 0,711.

Jedenfalls ist die Isomorphie von H^2AmPO^4 und HTl^2PO^4 erwiesen, gleichwie die von $H^2NaPO^4 + aq$ und $HTl^2PO^4 + aq$ höchst wahrscheinlich ist.

Diese Thatsachen lassen uns erkennen, dafs in den drei Phosphaten

$$\acute{R}^3PO^4,\ H\acute{R}^2PO^4,\ H^2\acute{R}PO^4$$

das H isomorph $\overset{i}{R}$ ist, was bisher bei den Natronsalzen wegen ihres ungleichen Wassergehalts sich nicht erkennen liefs. Ich habe aber früher schon gezeigt, dafs H^2 und $\overset{ii}{R}$ in Silikaten (Dioptas, Euklas, Datolith) genau dieselbe Rolle spielen.

Von *Pyrophosphaten* hat Lamy

$$Tl^4P^2O^7 \text{ und } Tl^4P^2O^7 + 2aq,$$

beide zwei- und eingliedrig nach Des Cloizeaux, beschrieben. Sie lassen sich mit dem allein bekannten $K^4P^2O^7 + 10aq$ nicht vergleichen.

Sulfate. (Seleniate, Chromate.)

Die (zweigliedrigen) Sulfate von K und Tl sind ebenfalls vollkommen isomorph.

	a : b : c	
K^2SO^4	0,5727 : 1 : 0,7464	Mitscherlich
Tl^2SO^4	0,554 : 1 : 0,732	Lang.

Bei beiden Salzen treten dieselben Flächen auf, nur das Oktaëder $\frac{o}{2}$ ist noch nicht beim Tl salz, und das dritte Paar $\frac{r}{2}$ nicht beim K salz beobachtet.

Die Prismenwinkel sind:

	K^2SO^4	Tl^2SO^4
$p : p$ =	120° 24'	122° 2'
$q : q$ =	106 32	107 36
$q^2 : q^2$ =	67 38	68 40

Zu derselben isomorphen Gruppe gehören überdies

Am^2SO^4 = 0,5643 : 1 : 0,731 Mitsch.

Rb^2SO^4 = 0,578 : 1 : 0,747 Bunsen.

Es wird auch angegeben, dafs das selensaure und chromsaure Salz die gleiche Form haben.

Doppelsulfate der Magnesiumreihe.

Werther hat gezeigt, dafs das Thalliumsulfat mit den Sulfaten zweiwerthiger Metalle (Mg, Zn, Ni, Fe) Doppelsalze bildet, welche den entsprechenden Sulfaten gleich,



$$Tl^2\overset{''}{R}S^2O^8 + 6aq = \left.\begin{matrix} Tl^2SO^4 \\ \overset{''}{R}SO^4 \end{matrix}\right\} + 6aq$$

und diesen isomorph sind. Alle gehören zum zwei- und eingliedrigen System. Die Uebereinstimmung zeigt das Axenverhältnifs.

	$a : b : c$	o
$K^2MgS^2O^8 + 6aq$	$= 0{,}742 : 1 : 0{,}496$	74° 52′ Brooke
$Tl^2MgS^2O^8 + 6aq$	$= 0{,}742 : 1 : 0{,}50$	73° 36′
$K^2ZnS^2O^8 + 6aq$	$= 0{,}744 : 1 : 0{,}51$	74 33 Rg.
$Tl^2ZnS^2O^8 + 6aq$	$= 0{,}74 : 1 : 0{,}495$	73° 39′
$K^2NiS^2O^8 + 6aq$	$= 0{,}736 : 1 : 0{,}496$	74 54 Brooke
$Tl^2NiS^2O^8 + 6aq$	$= 0{,}743 : 1 : 0{,}499$	73° 21′
$K^2FeS^2O^8 + 6aq$	$= 0{,}741 : 1 : 0{,}504$	75 27 Marign.
$Tl^2FeS^2O^8 + 6aq$	$= 0{,}708 : 1 : 0{,}496$	74° 8′.

Alaun.

Thalliumalaun, $Tl^2\overset{VI}{R}S^4O^{16} + 24aq$, von verschiedenen $\overset{VI}{R}$ ist nach den Beobachtungen von Miller, Pasteur, Werther, Willm u. A. isomorph mit den gewöhnlichen Alaunen.

Carbonat.

Kohlensaures Thallium, Tl^2CO^3, krystallisirt wasserfrei *zwei und eingliedrig*, $a : b : c = 1{,}395 : 1 : 1{,}958$; $0 = 85° 13'$ (Des Cloizeaux).

Hier ist keine Vergleichung möglich, da kein R^2CO^3 im wasserfreien Zustande krystallisirt bekannt ist.

Oxalate.

Von krystallisirten Oxalaten des Thalliums sind beschrieben ein normales, zwei Bioxalate und ein Quadroxalat. Ihre Vergleichung mit den Oxalaten des K, Am,

Na, Li wird dadurch erschwert, dafs bei einigen derselben die Form noch nicht ganz fest steht.

Normales oxalsaures Thallium, $Tl^2C^2O^4$ krystallisirt wasserfrei zwei- und eingliedrig,

$a:b:c = 1{,}138:1:2{,}24$ (Des Cloiz.)

$0 = 80^0\,47'$.

Dagegen enthalten die normalen Oxalate von K, Rb, Am 1 Mol. Krystallwasser und stimmen selbst in ihren Formen nicht überein, insofern die Salze von K und Rb zwei- und eingliedrig sind, das Amsalz aber zweigliedrig ist.

Das *Bioxalat* des Thalliums ist wasserfrei und wasserhaltig bekannt. Das erste, $HTlC^2O^4$, ist zwei- und eingliedrig,

$a:b:c = 1{,}02:1:1{,}69$ (Des Cloiz.)

$0 = 85^0\,46'$.

Das Bioxalat des *Kaliums* läfst hinsichtlich seiner Zusammensetzung und Form noch Zweifel. Nach Marignac entspräche es dem Thalliumsalz, wäre also wasserfrei, HKC^2O^4, während meine Versuche weit mehr für $4HKC^2O^4 + aq$ sprechen. Seine von dem Genannten zwei- und eingliedrig gedeutete Form scheint aber in gar keinem Zusammenhang mit der des Thalliumsalzes zu stehen.

Auch das wasserhaltige Bioxalat, $2HTlC^2O^4 + aq$, welches nach Des Cloizeaux gleichfalls zwei- und eingliedrig krystallisirt, ist seiner Form nach unvereinbar mit dem von mir beschriebenen zweigliedrigen $2HKC^2O^4 + aq$, und die Bioxalate von Am und von Na, welche doppelt soviel Krystallwasser enthalten, stimmen nicht einmal unter sich überein.

Blos die *Quadroxalate* erweisen sich als isomorph. Die Salze

$$H^3TlC^4O^8 + 2aq \text{ und } H^3K\,C^4O^8 + 2aq$$
$$H^3AmC^4O^8 + 2aq$$

sind *eingliedrig*, und zwar sind die Hauptwinkel in den drei Kantenpaaren des Hexaids



	K salz.	Tl salz.
$a : b' =$	102° 14'	101° 4'
$a : p =$	146 32	147 0
$b' : c =$	95 40	96 18
$b : q =$	119 45	120 15
$b' : q' =$	127 37	128 48
$q : q' =$	112 38	110 57
$a : c' =$	101 10	98 2
$a' : r' =$	133 37	136 15
$c : r =$	125 13	125 43

Tartrate.

Normales weinsaures Thallium, $2 Tl^2 C^4 H^4 O^6 + aq$ ist ein zwei- und eingliedriges Salz, $a : b : c = 0,74 : 1 : 1,02$; $0 = 67^0 37'$ (Des Cloiz.). Das Kaliumsalz ist ganz gleich zusammengesetzt, wird von Hankel und von mir als zweigliedrig, von Marignac als zwei- und eingliedrig betrachtet. In keinem Fall aber bieten sich Vergleiche mit dem Thalliumsalze dar. Das Am salz aber ist wasserfrei (zwei- und eingliedrig).

Zweifach weinsaures Thallium $H Tl C^4 H^4 O^6$ dagegen ist vollkommen isomorph dem Weinstein $H K C^4 H^4 O^6$. Beide sind zweigliedrig.

	K salz.		Tl salz.	
$a : b : c =$	0,711 : 1 : 0,757	Schabus	0,697 : 1 : 0,727	Des Cloiz.
o { $2A =$	125° 46'		126° 38'	
o { $2B =$	100 20		99 50	
o { $2C =$	103 38		103 26	
$p : p =$	109 8		110 12	
$q : q =$	107 12		108 8	
$q^2 : q^2 =$	68 18		69 12	
$q^3 : q^3 =$	48 40		49 24	

Auch das Am salz hat gleiche Form.

Das *Doppelsalz* von Tl und Na, $Tl Na C^4 H^4 O^6 + 4 aq$ ist isomorph dem Seignettesalz $K Na C^4 H^4 O^6 + 4 aq$. Beide sind zweigliedrig.

	K salz.		Tl salz.	
$a:b:c =$	0,832 : 1 : 0,429	R.	0,849 : 1 : 0,430	Des Cloiz.

Bei beiden finden sich dieselben Flächen (^2p und r wurden beim Tl salz noch nicht beobachtet). Das Hauptoktaëder o tritt bei beiden als linkes Tetraëder, $v = \frac{1}{2} a : b : c$ meist vollflächig auf.

Auch $AmNaC^4H^4O^6 + 4aq$ hat gleiche Form. Lamy und Des Cloizeaux beschrieben noch ein anderes jedoch wasserfreies Doppelsalz $Tl^3NaC^8H^8O^{12}$, welches gleichfalls zweigliedrig ist.

Das *weinsaure Antimon-Thallium* $Tl(SbO)C^4H^4O^6 + aq$ ist isomorph dem Brechweinstein $K(SbO)C^4H^4O^6 + aq$. Beide sind zweigliedrig.

	$a:b:c$	
K salz	0,955 : 1 : 1,105	Brooke
Tl salz	0,999 : 1 : 1,003	Des Cloiz.

Das Hauptoktaëder des Thalliumsalzes zeigt aber keine Hemiedrie.

Paratartrate.

Nach Lamy ist das *traubensaure Thallium* wasserfrei, $Tl^2C^4H^4O^6$, und krystallisirt nach Des Cloizeaux in zwei unvereinbaren zwei- und eingliedrigen Formen

	$a:b:c$	o
A	1,457 : 1 : 0,775	89° 40′
B	1,186 : 1 : 1,295	83 15.

Lamy und Des Cloizeaux fanden das K salz zwei- und eingliedrig, und die Analysen von Fresenius und Hauer beweisen, daſs dies

$$K^2C^4H^4O^6 + 2aq$$

ist. Nun ist aber das traubensaure Ammoniak nach de la Provostaye zweigliedrig, und nach Pasteur isomorph mit dem K salz. Da Fresenius das traubensaure Ammoniak =

$$Am^2C^4H^4O^6$$

fand, so scheint es auch ein wasserfreies K salz zu geben.

Eine Beziehung zwischen der Form dieses Salzes und der Form A des Thalliumsalzes wäre immerhin möglich.



Pikrate.

Pikrinsaures Thallium ist wasserfrei und zwei- und eingliedrig.

Die entsprechenden Salze von K und Am sind zweigliedrig.

Cyanüre.

Das *Thalliumeisencyanür* oder Ferrocyanthallium enthält nur 2 Mal Krystallwasser,

$$Tl^4 Fe Cy^6 + 2aq.$$

Es wurde von Wyruboff und von Des Cloizeaux gemessen, und ist isomorph mit dem *Rubidiumsalz*

$$Rb^4 Fe Cy^6 + 2aq,$$

welches der Erstere und Piccard untersucht haben.

Beide Salze sind eingliedrig.

Die wenigen aus dem *Thalliumsesquioxyd* sich ableitenden Salze, welche bis jetzt krystallisirt bekannt sind, lassen sich nicht mit analog zusammengesetzten von Al, Fe, Mn, Cr, Au etc. ihrer Form nach vergleichen.

Die physikalischen Eigenschaften nähern das Thallium dem Blei (V. G.), die chemischen jedoch den Alkalimetallen. Das Hydroxyd ist ein Alkali, die Salze desselben sind isomorph den Alkalisalzen, die Schwerlöslichkeit der Haloidsalze erinnert an Silber, die spec. Wärme bestätigt das Atg. 204; das Thallium ist mithin einwerthig.

Allein gegen Ueberjodsäure verhält es sich wie Mangan, Kobalt und Eisen, wie diese bildet es ein Sesquioxyd, welchem Salze entsprechen, von denen die mit Oxysäuren durch Wasser ebenso zersetzt werden, wie die Manganoxydsalze.

Hiernach ist es vorläufig nicht möglich, dem Thallium einen festen Platz unter den Elementen anzuweisen, und es müssen seine Beziehungen zu den übrigen noch weiter erforscht werden.

VIII. *Der Meſskeil, Instrument zur genauen Ausmessung der Dicke eines Körpers; von P. Schönemann.*

Welche groſse Anwendung in der Mechanik und Technik die bewegliche schiefe Ebene in der Form als Keil und Schraube findet, ist bekannt. Besonders mannichfaltig ist die Verwendung der letzteren Gestalt. Einzig und allein ist die Schraube brauchbar, wenn es sich darum handelt, eine continuirlich wirkende Kraft zu einer ununterbrochen dauernden Arbeitsleistung zu verwenden.

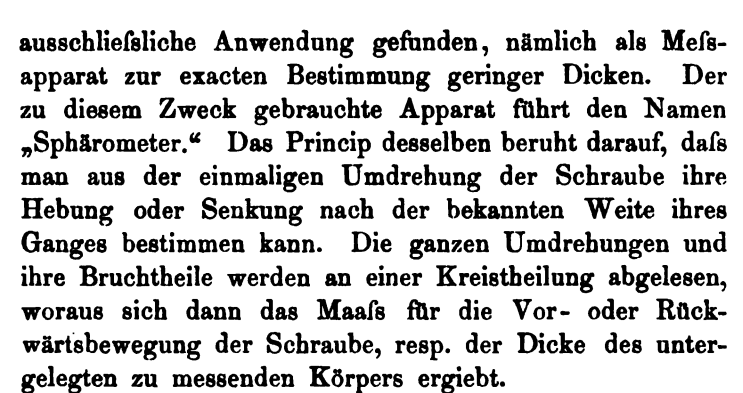
Beispiele hierzu sind in Menge vorhanden. Durch die treibende Kraft des Dampfes in Bewegung gesetzt, entwässert die Schraube als Wasserschnecke überschwemmte Landesstrecken; als Schiffsschraube bahnt sie dem Menschen den Weg durch die Wogen des Weltmeeres. Als Ventilator rotirend erzeugt sie den erforderlichen Luftstrom, und umgekehrt macht sie den von der Natur dargebotenen Luftstrom des Windes als Windmühlenflügel dem Dienste des Menschen nutzbar.

Die angeführten Fälle zeigen, daſs oft zu einer bestimmten Benutzung einer vorhandenen Kraft die Schraube der einfachste und vortheilhafteste Apparat ist.

Doch nicht für alle Zwecke ist die Form der Schraube die ausschlieſslich anwendbare. Z. B. können als Befestigungsmittel, Hebewerkzeug, Presse sowohl Keil als auch Schraube gebraucht werden.

Nägel und Schraube erfüllen den gleichen Zweck der Befestigung; zur Hebung eines Gebäudes wendet man sowohl den Keil als auch die Schraube an; zur Construction von Pressen sind ebenfalls beide Formen geeignet. Für specielle Fälle wird bald die eine, bald die andere Gestalt vorzuziehen seyn.

Auſser in den am Anfange angeführten Beispielen hat aber bis jetzt noch die Form der Schraube in einem Falle



ausschliefsliche Anwendung gefunden, nämlich als Mefsapparat zur exacten Bestimmung geringer Dicken. Der zu diesem Zweck gebrauchte Apparat führt den Namen „Sphärometer.“ Das Princip desselben beruht darauf, dafs man aus der einmaligen Umdrehung der Schraube ihre Hebung oder Senkung nach der bekannten Weite ihres Ganges bestimmen kann. Die ganzen Umdrehungen und ihre Bruchtheile werden an einer Kreistheilung abgelesen, woraus sich dann das Maafs für die Vor- oder Rückwärtsbewegung der Schraube, resp. der Dicke des untergelegten zu messenden Körpers ergiebt.

Dieses Instrument wird schon wegen der bei seiner Anfertigung zu nehmenden technischen Rücksichten ziemlich kostbar. Aufserdem ist aber noch der Uebelstand vorhanden, dafs man das richtige Gefühl für das Aufhörenlassen der Drehung sich erst durch längere Uebung erwerben mufs.

Wie nun statt der complicirteren Gestalt der Schraube die einfache Form des Keils zur genauen Messung verwendet werden kann, soll in folgender Beschreibung des von mir construirten Mefskeils dargelegt werden.

Geometrisches Princip. Fig. 2 Taf. IX.

Bewegt sich ein rechtwinkliges Dreieck *abc*, dessen Hypotenuse $ac = 10''$, dessen Kathete $ab = 1''$ ist, dergestalt zwischen den festen Linien *mn* und *op*, dafs *ac* immer in *mn* hineinfällt, so wird bei einer derartig stattfindenden Verschiebung die Linie *cb*

1) stets parallel *op* bleiben,
2) wird die Entfernung zwischen der sich verschiebenden Linie *cb* und der festen Linie *op* immer den 10. Theil des Weges betragen, um welchen sich der Punkt *c* oder irgend ein anderer Punkt der Hypotenuse *ac* von seiner ursprünglichen Lage entfernt.

Ist z. B. das Dreieck *abc* aus der Lage I in die Lage II übergegangen, so dafs der Punkt *c* auf den Punkt *a* zu

liegen kommt, so ist die Linie *cb* in die ihr parallele *ab*, übergegangen.

Es ist klar, dafs während dieser Verschiebung der Punkt *c* die Strecke $ac = 10''$ durchlaufen hat, während die Linie *cb* sich um die Strecke $ab = 1''$ von der festen Linie *op* entfernt hat.

Was für den Punkt *c* gesagt ist, gilt natürlich auch für jeden anderen Punkt der Hypotenuse *ac*.

Vermittelst eines Nonius kann man den von Punkt *c* durchlaufenen Weg stets bis auf den 10. Theil einer Maafseinheit z. B. eines Millimeters bestimmen. Um also die zehnfach kleinere Entfernung der Linien *cb* und *op* zu haben, ist nur nöthig, das Komma des Decimalbruches, welcher die vom Punkte *c* durchlaufene Strecke angiebt, um eine Stelle nach links zu rücken.

Aus der angegebenen Construction des rechtwinkligen Dreiecks *abc* folgt, dafs in Folge des gegebenen Verhältnisses $\frac{ab}{ac}$ der spitze Winkel *acb* derartig definirt wird, dafs $\sin acb = \frac{1}{10}$ ist.

Construction des Mefskeils. Fig. 3, Taf. IX.

Auf einem Brett *ABCD* ist eine Messingplatte *abed*, auf dieser die Metallschienen *mbdn* und *oo*, *pp* mittelst Schrauben und Stifte befestigt. Zwischen beide pafst der Metallkeil *efgh* hinein. Der Sinus seines spitzen Winkels ist $= \frac{1}{10}$.

Eine Linie *tt* auf der festen Metallschiene *mbdn* wird als Anfang der Theilung angenommen; von ihr beginnend ist die Schiene in Millimeter eingetheilt. Correspondirend *tt* befindet sich auf dem Metallkeil die Linie *rr*. Dieselbe bildet den ersten Theilstrich des Nonius, welcher die Entfernung der von einander sich verschiebenden Linien *tt* und *rr* bis auf den 10. Theil eines Millimeters angiebt.

Um die Verschiebung auszuführen ist auf dem Metallkeil bei *k* ein kleiner Griff angebracht.



Aufserdem befindet sich in Brett und Platte ein Loch $l_1 l_2 l_3 l_4$, durch welches die zu messenden Gegenstände hindurchgesteckt werden.

Beim Gebrauch des Instruments Fig. 4 zieht man den Keil zurück, steckt den zu messenden Gegenstand durch das Loch $l_1 l_2 l_3 l_4$, und schiebt den Keil alsdann wieder so weit vor, als es die Dicke des zu messenden Körpers zuläfst. Die wahre, sehr leicht abzulesende Entfernung der Linien *tt* und *rr* giebt die zehnfache Dicke des Körpers an. Die vorzunehmende Verrückung des Komma wird dem Ablesenden dadurch erspart, dafs auf der getheilten Metallschiene die Strecken von 10, 20, 30 etc. Millimetern mit den Ziffern 1, 2, 3 etc. bezeichnet sind.

In Fig. 4 Taf. IX beträgt z. B. die Dicke des gemessenen Gegenstandes 2,98 Millimeter.

Das erste nach diesem Princip gefertigte Instrument ist vom Mechanikus Hrn. Kleemann für das physikalische Cabinet hiesiger Universität im Auftrage des Hrn. Geheime Raths Prof. Knoblauch in sehr exacter Weise ausgeführt und am 14. Februar dem naturwissenschaftlichen Vereine vorgelegt. Besagter Apparat läfst eine Messung der Dimensionen von 0,01 bis 10 Millimeter zu.

Es wurden besonders gemessen Haarstärken, welche 0,06 bis 0,07 Millimeter betrugen, und Papierdicken von 0,03 bis 0,28 Millimetern.

Die äufserst einfache Form des Instrumentes, seine solide Construction, die Genauigkeit seiner Messung sind sehr geeignet, demselben in technischen Kreisen auch eine weitere Verbreitung zu schaffen. Aufser den angeführten vortheilhaften Eigenschaften hat der Mefskeil vor dem Sphärometer noch den grofsen Vorzug, dafs beim Heranschieben des Keils an den zu messenden Körper die Dicke desselben ein zu zweites Vorrücken nicht gestattet.

Eine Menge von Gegenständen, deren Stärke im gewöhnlichen Leben mehr und mehr mit dem Auge und der fühlenden Hand geschätzt wird, können durch dieses einfache Instrument nun schnell und sicher gemessen werden.

Als Beispiele mögen hingestellt werden die Ermittelung der Stärken von Blech, Papier, Nägeln, Haaren, Fäden, Geweben, Samenkörnern etc.

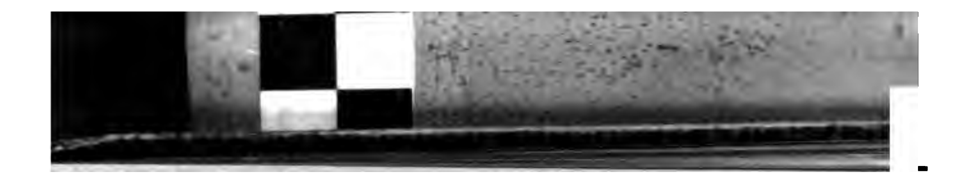
Für bestimmte Zwecke kann die äufsere Form des Apparates sehr verschiedenartig modificirt werden. Es liegt aber nicht im Zwecke dieses Aufsatzes, die verschiedenen möglichen Formen des Mefskeils darzustellen, sondern das Princip anzugeben und die Form mitzutheilen, welche in ihrer praktischen Ausführung durch ihre Resultate sich bis jetzt vortheilhaft bewährt und des Beifalls competenter Beurtheiler sich erfreut hat.

In Fig. 6 Taf. IX ist noch skizzirt, wie man durch einen in den festen Keil und die Unterlagsplatten angebrachten Einschnitt *abdc* bei bekannter genauer Entfernung der einander parallelen Linien *ac* und *bd* Gegenstände von gröfseren Dimensionen messen kann.

Wenn man den spitzen Winkel des Mefskeils derartig bestimmt, dafs sein Sinus $= \frac{1}{100}$ ist (was man dadurch erreicht, dafs man in Fig. 2 $ab = \frac{1}{10}$ macht) so ist es klar, dafs man nach diesem Principe alsdann Messungen bis zur genauern Bestimmung des tausendsten Theils eines Millimeters ausführen kann.

In den erläuternden Zeichnungen Fig. 3, 4 und 5 sind die Dimensionen des Apparates in $\frac{2}{3}$ seiner ausgeführten natürlichen Gröfse gezeichnet. Die Millimeter-Theilung ist, der deutlichen Anschauung wegen, in der Zeichnung in unveränderter Gröfse beibehalten. Beim ausgeführten Apparat beträgt die Scale der eingetheilten festen Schiene 100 Millimeter.

Zur Anfertigung des durch obige Beschreibung und beiliegende Zeichnung erläuterten Mefskeils erklärt sich der Mechanikus und Eichmeister für die Provinz Sachsen, Hr. Kleemann in Halle (Mauergasse No. 5) für den Preis von 5 Thlr. 20 Sgr. bereit.



IX. *Ueber eine neue Form der Noë'schen Thermosäule; von Prof. Dr. A. von Waltenhofen in Prag.*

Herr Noë in Wien, von dessen vorzüglichen thermoelektrischen Säulen ich schon im 143. Bande dieser Annalen eine ausführliche Beschreibung gegeben habe, erzeugt gegenwärtig eine besondere Gattung kleiner Säulen, welche wegen ihrer Leistungsfähigkeit, Compendiosität und zweckmäfsigen Einrichtung bestens empfohlen zu werden verdienen.

Um es nämlich zu ermöglichen, dafs die Säule durch die Flamme einer gewöhnlichen runden Weingeistlampe oder jene eines Bunsen'schen Brenners geheizt werden könne, sind die Elemente folgendermafsen eingerichtet:

Der in das eine Ende des positiven Metalles eingeschmolzene negative Draht ist von dieser Contactstelle ab unter einem spitzen Winkel zurückgebogen. In dieselbe Contactstelle ist ferner auch ein metallener Stift eingeschmolzen, welcher die Bestimmung hat, die aus der Heizflamme aufzunehmende Wärme der Contactstelle zuzuführen.

Zwanzig dergestalt eingerichtete Elemente sind in horizontaler Lage in der Ebene eines Kreises so angeordnet, dafs die positiven Cylinder in die Radien dieses Kreises zu liegen kommen, während die Heizstifte sämmtlich gegen den Mittelpunkt gerichtet sind. Es genügt also, in diesem Mittelpunkte eine Rundflamme anzubringen, um alle Heizstifte zu erwärmen.

Die Verbindung der Elemente untereinander wird durch Kupferblech-Streifen vermittelt, auf welche die ungleichnamigen Pole je zweier Elemente aufgelöthet sind. Diese Kupferblech-Streifen haben zugleich die Bestimmung die Wärme aus den Elementen abzuleiten und an die Luft abzugeben, wefswegen — um die Wirksamkeit zu erhöhen —

an dieselben noch Rollen dünnen Kupferbleches der Länge nach angelöthet sind. Die eben bezeichneten Wärmeableiter sind symmetrisch auf der Mantelfläche eines steifen, isolirenden Ringes befestigt und bilden mit diesem das Gestell. Die Säule hat somit im Wesentlichen die cylindrische Form. Da selbstverständlich die Heizstifte einander nicht berühren dürfen, entsteht im Mittelpunkt des Systems eine Lücke; damit die Flamme nicht ungenützt durch dieselbe hinausschlage, ist sie durch ein Glimmerblatt geschlossen, wodurch die Flamme genöthigt ist, den Weg zwischen den Heizstiften hindurchzunehmen, und somit den gröſsten Theil der Wärme an diese abzugeben.

Fig. 7 Taf. IX gibt die schematische Scheitel-Ansicht einer solchen Säule. Es bedeuten: *a* die Contactstelle der Elemente, *b* den Heizstift, *c* den wärmeableitenden Kupferstreifen mit der Blechrolle, *d* den isolirenden Ring, an welchem die letzteren angeschraubt sind; *e* das Glimmerblatt. Im Gestelle ist ein cylindrischer Mantel aus Eisendraht-Geflecht so angebracht, daſs er einerseits die Ausstrahlung der Wärme aus der Flamme gegen das Gestell abschwächt, und anderseits in der unten angegebenen Weise zur Aufstellung der Säule über einem Bunsen'schen Brenner dient.

Wird die Säule mittelst einer Spiritusflamme geheizt, so wird sie unmittelbar auf die Tischplatte gestellt. Bei Anwendung eines Bunsen'schen Brenners wird auf das Tragekreuz desselben eine Blechscheibe, und auf diese die Säule selbst mit dem bereits erwähnten cylindrischen Drahtnetze gesetzt. (Das Brennrohr muſs hinreichend hoch seyn, damit das Gaszuleitungsrohr unter dem Fuſse der Säule hinweggehen könne.) Bei dem Gebrauche hat man blos darauf zu achten, daſs die Flamme nicht bis an die Contactstelle *a* der Elemente schlage; die Heizstifte können bis zum Dunkelglühen erhitzt werden.

Die mit einer solchen 20 elementigen Säule ausgeführten Messungen haben für elektromotorische Kraft und Widerstand im Wesentlichen dieselben Werthe ergeben, welche

ich in meiner oben citirten Abhandlung als die Ergebnisse meiner mit der dort beschriebenen Säule angestellten Versuche ausführlich besprochen habe. Die elektromotorische Kraft der 20 elementigen Säule wurde nämlich mittelst der Tangentenbussole nach der Ohm'schen Methode = 19,4 (die elektromotorische Kraft eines Bunsen'schen Elementes = 20 gerechnet) gefunden. Eine Vergleichung nach der Fechner'schen Methode der grofsen Widerstände gab (auf die elektromotorische Kraft eines Daniell'schen Elementes = 12 bezogen) die Zahl 19,1, also in beiden Fällen sehr nahe die elektromotorische Kraft 1 per Element [1]). Dabei waren die Heizstifte schwach glühend erhalten. Der Widerstand der ganzen Säule war 1,119 nach Siemens'schem Maafse, also 0,056 per Element, sehr nahe übereinstimmend mit den früheren Versuchen. Mit derselben 20 elementigen Säule habe ich auch folgende Vorlesungsversuche gemacht. Es wurde mit derselben ein kleiner elektromagnetischer Motor in Gang gesetzt, ferner ein dünner Platindraht bis zum Entzünden von Schiefsbaumwolle erhitzt und endlich bei Anwendung kupferner Elektroden (oder wenigstens einer kupfernen Anode) eine sehr lebhafte Wasserzersetzung bewirkt. Es braucht wohl kaum erinnert zu werden, dafs zu diesem letzteren Versuche blanke Platinplatten nicht geeignet sind, wegen des mit Rücksicht auf die elektromotorische Kraft der Säule zu grofsen Betrages der Polarisation.

Selbstverständlich können solche Thermosäulen auch zum Betriebe von Inductionsapparaten z. B. für therapeutische Zwecke sehr wohl verwendet werden.

Der Preis von 12 Gulden ö. W. (ohne Lampe) mufs in Betracht der guten Eigenschaften und sorgfältigen Ausführung der Säule als ein äufserst mäfsiger bezeichnet werden [2]).

1) Diesen Bestimmungen sind die Jacobi'sche (chemische) Stromeinheit und die Siemens'sche Widerstandseinheit — als die populärsten und in der Technik üblichsten — zu Grunde gelegt.

2) In wissenschaftlicher Hinsicht wäre nur zu wünschen, dafs man das Material dieser Säule kennen lernte. P.

X. *Druck und elastischer Stofs; von G. Hansemann.*

Im Band CXLIV, S. 86 bis 90 dieser Annalen, habe ich zu zeigen versucht, dafs das Maafs des Druckes, welcher durch jeden einzelnen Stofs eines absolut elastisch angenommenen Gasmoleküles gegen eine feste Wand auf diese ausgeübt wird, nicht, wie Clausius lehrt und wie es jetzt allgemein angenommen wird, gleich $2mc$, sondern, wie Krönig annahm, gleich mc sey, unter m die Masse des Moleküls und unter c seine senkrecht zur Wand gerichtete Geschwindigkeitscomponente verstanden.

Hr. W. Sellmeier hat, hierauf Bezug nehmend, in diesen Annalen (Erstes Heft 1872 S. 162—164) eine kurze Betrachtung angestellt, welche nach seiner Meinung unwiderleglich beweisen soll, dafs die Annahme von Clausius die richtige sey. In dieser Betrachtung läfst Hr. W. Sellmeier einen vollkommen elastischen Körper m unter dem Einflusse der Anziehung g abwechselnd auf eine horizontale Fläche fallen und wieder emporsteigen, und entwickelt alsdann den Druck so, welcher durch die Stöfse des Körpers gegen die Fläche auf diese ausgeübt wird. Er findet:

$$p = q\frac{gm}{2},$$

unter q einen noch unbestimmten Faktor verstanden, der darüber entscheiden soll, ob die Ansicht von Clausius oder die von Krönig die richtige sey. Durch Gleichsetzung des erhaltenen Werthes für p mit dem Gewichtsdrucke des Körpers m:

$$p = gm$$

wird alsdann $q = 2$, was allerdings mit der Voraussetzung von Clausius und nicht mit derjenigen von Krönig übereinstimmen würde. Es scheint mir aber hier nothwendig, daran zu erinnern, dafs die Gleichung:

$$\text{Gewicht} = \text{Masse} \times \text{Beschleunigung} \qquad \text{(I)}$$



nur eine conventionelle ist, für welche eben sowohl

$$\text{Gewicht} = \frac{\text{Masse} \times \text{Beschleunigung}^{1)}}{2} \qquad \text{(II)}$$

gesetzt werden darf, wenn nur eine andere Voraussetzung in Betreff des Unbekannten: Masse, gemacht wird.

Der Gleichung (I) liegt diejenige Masse als Einheit zu Grunde, die in einem Körper enthalten ist, dessen Gewichtszahl der Beschleunigung gleich ist, welche die Schwere an dem Orte, wo sich der Körper befindet, erzeugt. Der Gleichung (II) liegt also eine doppelt so grofse Masse als Einheit zu Grunde, und es ist klar, dafs sowohl das Eine, wie das Andere angenommen werden darf, so lange noch keine Gründe vorhanden sind, welche zu einer ganz bestimmten Voraussetzung zwingen. Würde nun bei der Betrachtung des Hrn. W. Sellmeier die Gleichung (II) zu Grunde gelegt worden seyn, so wäre dadurch $q = 1$ geworden, das Resultat hätte daher für die Ansicht von Krönig entschieden.

Obgleich hiernach die Betrachtung des Hrn. W. Sellmeier durchaus ungeeignet ist, darüber zu entscheiden, ob der Druck jedes einzelnen Stofses eines Gasmoleküles durch die einfache oder durch die doppelte Bewegungsgröfse gemessen werden mufs, also auch ungeeignet, die Differenz zu lösen, welche in *dieser* Beziehung zwischen den Begründern der dynamischen Gastheorie, Clausius und Krönig, besteht, so führt sie doch dahin, Uebereinstimmung in den Consequenzen zu schaffen, welche aus den von einander abweichenden Hauptgleichungen: $\frac{nmu^2}{2} = 3\,pv$ nach Krönig, und $\frac{nmu^2}{2} = \frac{3}{2}\,pv$ nach Clausius, hervorgehen. Wenn nämlich bei der Betrachtung des Hrn. W. Sellmeier die Schlufsfolgerungen in umgekehrter Weise gemacht werden, also aus der Gleichung für den Druck, welchen die Stöfse eines Gasmoleküles erzeugen, die Gleichung für den Gewichtsdruck ab-

1) Oder Gewicht = 2 × Masse × Beschleunigung, wie Redtenbacher und Andere annehmen.

geleitet wird, so ergiebt sich, unter der Voraussetzung der *doppelten* Bewegungsgröſse als Maaſs für den Druck jedes einzelnen Stoſses, der Gewichtsdruck $p = mg$, und, unter der Voraussetzung der *einfachen* Bewegungsgröſse, $p = \frac{mg}{2}$. Da nun der Werth für die Masse m nur wieder aus dem Gewichtsdrucke erhalten werden kann, so wird sich dieselbe bei Krönig immer doppelt so groſs ergeben, als bei Clausius, die beiden von einander abweichenden Gleichungen $\frac{nmu^2}{2} = 3\ pv$ und $\frac{nmu^2}{2} = \frac{3}{2}\ pv$ werden daher bei Vergleichungen mit Erfahrungswerthen, wo die Masse durch das Gewicht ausgedrückt werden muſs, stets zu denselben Resultaten führen [1]).

Hiermit ist nun aber die Frage, ob der Druck des stoſsenden Moleküles durch die einfache oder durch die doppelte Bewegungsgröſse gemessen werden müsse, keineswegs entschieden und die Entscheidung dieser Frage scheint mir jetzt um so wichtiger, als sie zu einer ***ganz bestimmten*** Beziehung zwischen dem Gewichte einer-, und dem Produkte aus der Masse und Beschleunigung andererseits

1) In „Ueber die innere Beschaffenheit der Gase (Bd. CXLIV dieser Annalen) habe ich das oben Dargelegte nicht berücksichtigt, und bin dadurch zu der irrthümlichen Ansicht geführt worden, daſs sich in Bezug auf die in einem Gase enthaltenen Arbeitsmengen aus der Gleichung von Krönig *andere* Consequenzen ergeben, als aus derjenigen von Clausius. Meine Betrachtungen über die Ursachen der Abweichungen vom Mariotte'schen Gesetze werden dadurch jedoch nicht beeinträchtigt. Ich versuchte diese Abweichungen darauf zurückzuführen, daſs die Gasmoleküle mit einer durchschnittlich *gröſsern* Geschwindigkeit gegen die Wände stieſsen, als diejenige, welche sich aus der mittlern lebendigen Kraft der Moleküle ergiebt. Die Consequenzen, welche ich aus Gleichung von Krönig zog, bildeten nur eine *zwingende* Veranlassung zur Annahme dieses Umstandes. Derselbe widerspricht aber den Consequenzen, welche Clausius aus seiner Gleichung: $\frac{nmu^2}{2} = \frac{3}{2}\, pv$, gezogen hat, keineswegs, und die Annahme desselben ist schon durch das thatsächliche Bestehen der Abweichungen vom Mariotte'schen Gesetze hinlänglich motivirt.

führt. Denn, wenn Clausius Recht hat, so liegt ein *zwingender* Grund vor, nur:

$$\text{Gewicht} = \text{Masse} \times \text{Beschleunigung}$$

zu setzen; wenn dagegen Krönig's Ansicht die richtige ist, so darf nur:

$$\text{Gewicht} = \frac{\text{Masse} \times \text{Beschleunigung}}{2}$$

angenommen werden.

Es würde vielleicht dazu beigetragen haben, diese Frage nach der einen oder der andern Richtung hin zu entscheiden, wenn Hr. W. Sellmeier in etwa wenigstens auf meine Beweisführung gegen die Ansicht von Clausius eingegangen wäre. Er hätte sich alsdann auch ohne Zweifel überzeugt, daſs mir das Miſsverständniſs, welches ich nach seiner Meinung begangen haben soll, in keiner Weise zur Last gelegt werden darf.

XI. *Vorläufige Notiz über eine merkwürdige Thatsache beim Contact gewisser Flüssigkeiten mit sehr verschiedenen Oberflächenspannungen; von Hrn. G. Van der Mensbrugghe,*

Repetent an der Universität zu Gent.

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. *Bull. de l'Acad. roy. de Belgique, T. XXXIII.*)

Jedesmal, wenn eine Flüssigkeit von starker Oberflächenspannung, welche Gase gelöst enthält, in Berührung gesetzt wird mit einer Flüssigkeit von schwacher Spannung, findet eine mehr oder weniger deutliche Entwicklung der in der ersteren gelösten Gase statt.

Diese Thatsache, die ich heute veröffentliche, um mir dieselbe zu sichern, die ich aber in einer besonderen Abhandlung ausführlich beschreiben werde, läſst sich durch

eine sehr grofse Zahl von Versuchen erweisen. Vorläufig will ich nur einiger derselben erwähnen.

I. Es genügt, ein Tröpfchen Alkohol oder Aether in destillirtes Wasser zu bringen, welches eine kleine Flasche von 3 oder 4 Centimetern Durchmesser zur Hälfte füllt, und die Flüssigkeit umzuschütteln, um sogleich ein lebhaftes Aufbrausen (effervescence) zu erhalten. Dieser Versuch ist vor langer Zeit von Hrn. Duprez beschrieben [1]), aber ohne Erklärung. Es ist unmöglich, dieses Aufbrausen der durch Schütteln eingeführten Luft zuzuschreiben, weil Alkohol oder Aether allein und Wasser allein kein bemerkenswerthes Resultat in dieser Beziehung geben.

Der Versuch gelingt auch mit Benzin, Schwefelkohlenstoff, Kreosot, Terpentinöl, Olivenöl, Lavendelöl, Leinöl, Rüböl, Süfsmandelöl, Petroleum u. s. w. Man braucht nur das destillirte Wasser umzuschütteln, nachdem man einen mit einer Spur irgend eines fetten Körpers bestrichenen Glasstab hineingesteckt hat, um sogleich eine Entwicklung von kleinen Gasblasen deutlich entstehen zu sehen.

Wenn die das destillirte Wasser enthaltende Flasche nicht vollkommen von jeder fetten oder ätherischen Materie gereinigt ist, so bilden sich bald zahlreiche Gasblasen an den Punkt der Innenwand, wo diese Materie anhaftet.

II. Ein Oeltropfen, der sich auf der Oberfläche von destillirtem Wasser ausbreitet, erzeugt eine Entwicklung von Gasbläschen, die man leicht mittelst des Mikroskopes wahrnimmt. Diese Entwicklung ist, nach mir, die wahre Ursache der Bildung der *Cohäsionsfiguren*, wie Hr. Tomlinson sie nennt, d. h. der Zerfällung der ausgebreiteten Lamelle in eine Unzahl von Theilen, die eine Art von Netz bilden und sich nach und nach in immer weniger grofse Linsen zerlegen, bis die Gasentwicklung aufhört und die kleinen Linsen unendlich werden. Ich habe unter dem Mikroskop alle Phasen des Phänomens verfolgen können, die offenbar von unzähligen kleinen, sich unter den Lamellen entwickelnden Gasblasen herrühren.

Der Versuch läfst sich mit allen fetten und ätherischen Oelen, mit Schwefelkohlenstoff, Kreosot, Holzgeist u. s. w. anstellen.

Wenn irgend ein Oel mit Wasser in längerem Contact gehalten wird, so verliert bekanntlich die Trennungsfläche

1) *Bull. de l'Acad. roy. de Belgique*, 1838, *Sér. I, T. V, p.* 102.



beider Flüssigkeiten bald ihre Durchsichtigkeit. Diese so bekannte Thatsache erklärt sich durch die Entwicklung sehr kleiner Gasblasen, die das Oel mehr oder weniger verharzen, wodurch es unfähig wird das Licht hindurchzulassen.

III. Seit langer Zeit hat man beobachtet, daſs Wasser desto schwieriger in's Sieden geräth, je besser es von aufgelösten Gasen befreit ist. Das Vorstehende läſst voraussehen, daſs wenn man destillirtes Wasser mit z. B. Alkohol mischt, man einen groſsen Theil der gelösten Gase austreiben kann. Dieſs bestätigt ein neuerer Versuch des Hrn. Kremers. Nachdem derselbe einen Theil Weingeist mit drei Theilen Wasser vermischt und stark erhitzt hatte, konnte er den Siedepunkt leicht auf 109° und selbst weit darüber steigen sehen, in dem Maaſse als die flüchtige Flüssigkeit in stärkerem Verhältnisse verdampfte. Ich betrachte diesen Versuch als eine recht sonderbare Bestätigung meines Princips.

Die Flüssigkeiten mit schwacher Spannung begünstigen auch die Entwicklung von Dampfblasen wie die der Gasblasen. Dieſs beweisen die Versuche des Hrn. Tomlinson. Derselbe hat beobachtet, daſs fette Körper das Aufstoſsen verhindern, während solide Körper, die vollkommen von jeder fettigen Materie befreit sind, diese Wirkung durchaus nicht haben.

IV. Bekanntlich entstehen die Brown'schen oder molekularen Bewegungen am energischsten in einem Gemisch von destillirtem Wasser mit irgend einer flüchtigen Flüssigkeit. In diesem Fall scheinen mir diese Bewegungen eine sehr einfache Folge meines allgemeinen Satzes zu seyn. Was ihre Existenz in einer homogenen Flüssigkeit betrifft, so würde es sich darum handeln zu wissen, ob die mikroskopischen Theilchen, an denen man schwache Erzitterungen gesehen hat, nicht mehr oder weniger fettig waren. Dann müſsten diese Theilchen nothwendig zu einer Gasentwicklung Anlaſs geben und folglich von Zeit zu Zeit ihre Lage ändern. Wenn die Körperchen absolut rein sind, können sie die besagten Bewegungen nicht zeigen; auch haben mehre Beobachter die Brown'schen Verschiebungen in einer homogenen Flüssigkeit nicht wahrnehmen können.

XII. Ueber die Wirkung des Ozons auf vulcanisirtes Kautschuk; von Prof. Arthur W. Wright.

(*American Journ. Ser. III, Vol. IV, p. 29.*)

Zur Sommerzeit ist es oft sehr schwierig, die Holtz'sche Elektromaschine zu bedeutender Wirksamkeit zu bringen oder auch nur länger als einige Minuten darin zu erhalten. Es findet sich, daſs die Ebonit-Stützen ihr Isolationsvermögen in groſsem Maaſse verloren haben und in solchem Grade leitend geworden sind, daſs sich mehre Zoll entfernt von den Orten, wo sie die metallischen Theile tragen, ansehnliche Funken aus ihnen ziehen und somit den gröſsern Theil der Ladung entweichen lassen [1]). Dieſs ist gewöhnlich der Fall, wenn die Maschine nach häufigem Gebrauch einige Wochen lang in der wärmeren Jahreszeit unbenutzt gestanden hat. Die Oberfläche des Ebonits wird hygroskopisch und verdichtet auf sich eine beträchtliche Menge Feuchtigkeit; zuweilen ist die verdichtete Flüssigkeit so reichlich, daſs sie in Tropfen herabträufelt.

Nachdem ich einstens bemerkt hatte, daſs diese Flüssigkeit einen sauren Geschmack besaſs, wurde ich veranlaſst, sie näher zu untersuchen, und da fand ich denn sogleich, daſs sie Schwefelsäure war. Die Gegenwart derselben erklärt zu Genüge die mangelhafte Isolation. Aehnliche Niederschläge fanden sich auf den Bekleidungen zweier Inductionsapparate, nachdem sie einige Zeit gebraucht worden waren.

Da kein schwefelhaltiger Körper bei dem Apparat angewandt war, so stammte die Schwefelsäure offenbar aus dem Ebonite selbst. Der erste Gedanke war, daſs dasselbe bei dem Prozeſs der Vulcanisation so stark erhitzt worden, um den Schwefel zu oxydiren; allein da die schweflige Säure, wenn sie gebildet worden, durch die Hitze verjagt seyn würde, so konnte sie schwerlich als die Quelle der Schwefelsäure angesehen werden, zumal die letztere erst

1) Bei feuchter Witterung habe ich dieſs selbst an Glasstützen beobachtet, die ich Versuchs halber einmal statt der von Ebonit in eine meiner Maschinen hatte einsetzen lassen. Uebrigens ist das Ebonit, als ein Artefact, nicht immer von gleicher Beschaffenheit, und der Künstler hat daher wohl darauf zu sehen, daſs er ein von Rissen freies, gut isolirendes Material anwende. Allein selbst das beste wird, wenn es lange dem Sonnenschein ausgesetzt ist, entfärbt und auf der Oberfläche leitend. P.



nach dem Gebrauch der Maschine erschien. Bekanntlich wird das vulcanisirte Kautschuk vom Ozon angegriffen; die gewöhnlichen Kautschukröhren, durch welche dasselbe geleitet ist, werden sogar schnell durchbohrt. Am wahrscheinlichsten schien mir also, daſs die Säure das Resultat der Einwirkung des Ozons auf das Ebonit sey, und diese Voraussetzung wurde durch Versuche vollkommen bestätigt.

Am Austrittsrohre des in einem früheren Aufsatz [1]) beschriebenen Ozonisirungsapparat befestigte ich das eine Ende einer, wenige Zoll langen Röhre von vulcanisirtem Kautschuk, und schob das andere Ende derselben auf den Hals einer kleinen Waschflasche, die 30 bis 40 CC. Wasser enthielt. Nun wurde Luft langsam durch den Apparat getrieben, die, nachdem sie durch die Elektricität stark ozonirt worden, blasenförmig im Wasser aufstieg. Dieser Proceſs wurde anderthalb Stunden fortgesetzt und dann gewöhnliche Luft durch den Apparat geleitet, um das darin gebliebene Ozon auszutreiben, und, nach Entfernung der Röhren, die Flasche durch einen Glasstöpsel verschlossen. Als ich nach einiger Zeit die Flasche öffnete, machte sich ein unverkennbarer Geruch nach schwefliger Säure bemerklich, und das Wasser röthete Lackmuspapier schnell und stark. Ein Streifen Lackmuspapier so in der Flasche aufgehängt, daſs er das Wasser nicht berührte, wurde in kurzer Zeit vollständig geröthet, selbst mehre Tage nach Anstellung des Experiments. Das Wasser, mit Chlorbarium geprüft, gab einen beträchtlichen krystallinischen Niederschlag, der keinen Zweifel an der Gegenwart von Schwefelsäure hinterlieſs.

Ein schmaler Streif von einer dünnen wohl gereinigten und getrockneten Ebonitplatte wurde in die Flasche gesteckt, in die zuvor das Ozon getrieben worden. Nach kurzer Zeit war es mit einer sauer schmeckenden Feuchtigkeit bethaut und zeigte dieselben Eigenschaften, die früher an den Stützen der Maschine gefunden wurden.

Um zu ermitteln, ob der Schwefel selbst direct durch Ozon oxydirt werden könne, wurde eine Portion Schwefelblumen sanft in eine lockere Flocke Baumwolle eingerieben, so daſs sie möglichst zertheilt waren. Dann wurde die Baumwolle in eine trockene Waschflasche gebracht und letztere durch eine Glasröhre verbunden mit einer zweiten Waschflasche, die etwas Wasser enthielt. Alle Verbindungsröhren waren von Glas. Durch diese Flaschen wurde

1) Dieser Aufsatz soll nächstens mitgetheilt werden. P.

anderthalb Stunden lang Ozon geleitet, aber nach Ablauf dieser Zeit konnte nicht die geringste Spur einer Einwirkung des Ozons auf den Schwefel entdeckt werden. Diefs war wohl zu erwarten, denn da die Luft oft einen kleinen Ozongehalt besitzt, so müfste der ihr ausgesetzte Schwefel eine langsame Veränderung unter Gewichtsverlust erleiden, und es scheint nicht, dafs man je so etwas beobachtet hätte.

Klar ist, dafs so wie das Ebonit vom Ozon zersetzt wird, der Sauerstoff sich mit dem ausgeschiedenen Schwefel zu schwefliger Säure verbindet, welche unter Beihülfe der atmosphärischen Feuchtigkeit durch die fortgesetzte Wirkung des Ozons in Schwefelsäure verwandelt wird. Die Absorption der atmosphärischen Feuchtigkeit durch die schweflige Säure verursacht den beobachteten thauähnlichen Niederschlag.

Der nachtheiligen Wirkung auf die Isolatoren kann abgeholfen werden, wenn man die Säure mit einer Substanz neutralisirt, die keine hygroskopische Verbindung bildet oder das Isolationsvermögen des Ebonits nicht schwächt. Ich habe gebrannte und kohlensaure Magnesia mit gutem Erfolg angewandt. Ein Wenig einer dieser Substanzen wird auf weiches Tuch oder Gemsleder gestreut, und damit dann das Ebonit abgerieben. Der Ueberschufs wird mit feuchtem Tuch entfernt und dann die Oberfläche, nach Trocknung, Reinigung und Polirung durch Reiben mit weichem Wollenzeug, sehr schwach mit Schwefelkohlenstoff befeuchtet. Da das Ebonit von letzterer Substanz angegriffen wird, so mufs aber von dieser sorgfältig nur so viel angewandt werden als nöthig ist, das Poliren zu erleichtern, ohne die Oberfläche zu verletzen. Das Ebonit wird durch diesen Procefs etwas entfärbt, allein die Farbe läfst sich durch Abreiben mit Oel wiederherstellen oder thut es nach einiger Zeit von selbst.

Wahrscheinlich läfst sich noch eine bessere Methode auffinden, allein schon diese giebt gute Resultate. Im vorigen Herbst, als die Elektromaschine einige Monate lang nicht gebraucht worden war, gab sie mit kleinen Flaschen nur Funken von Viertelzoll-Länge. Die Isolatoren waren ganz feucht beschlagen. Als indefs dieser Niederschlag durch den beschriebenen Procefs entfernt worden, gab die Maschine Funken von acht bis neun Zoll Länge, wie gewöhnlich.

A. W. Schade's Buchdruckerei (L. Schade) in Berlin, Stallschreiberstr. 47.

Tafel I.



Fig. 9.

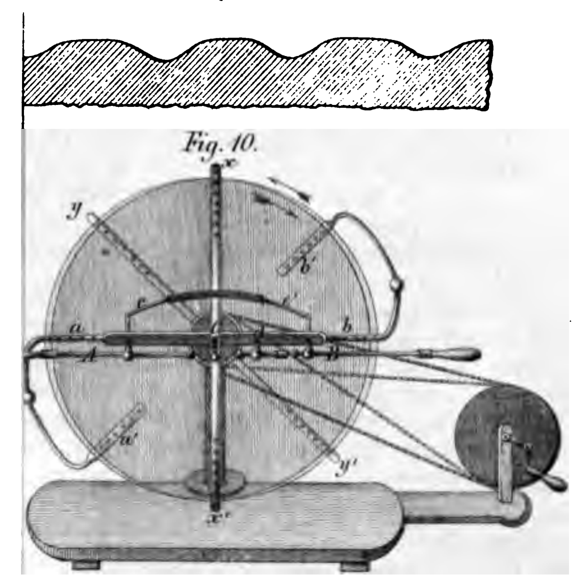


Fig. 11.

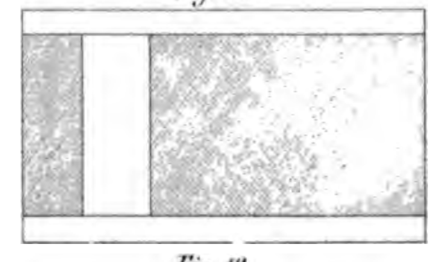
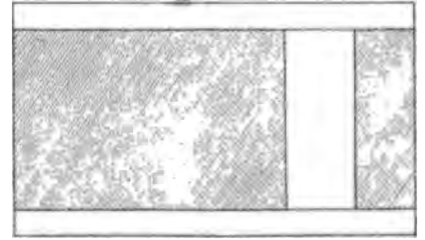
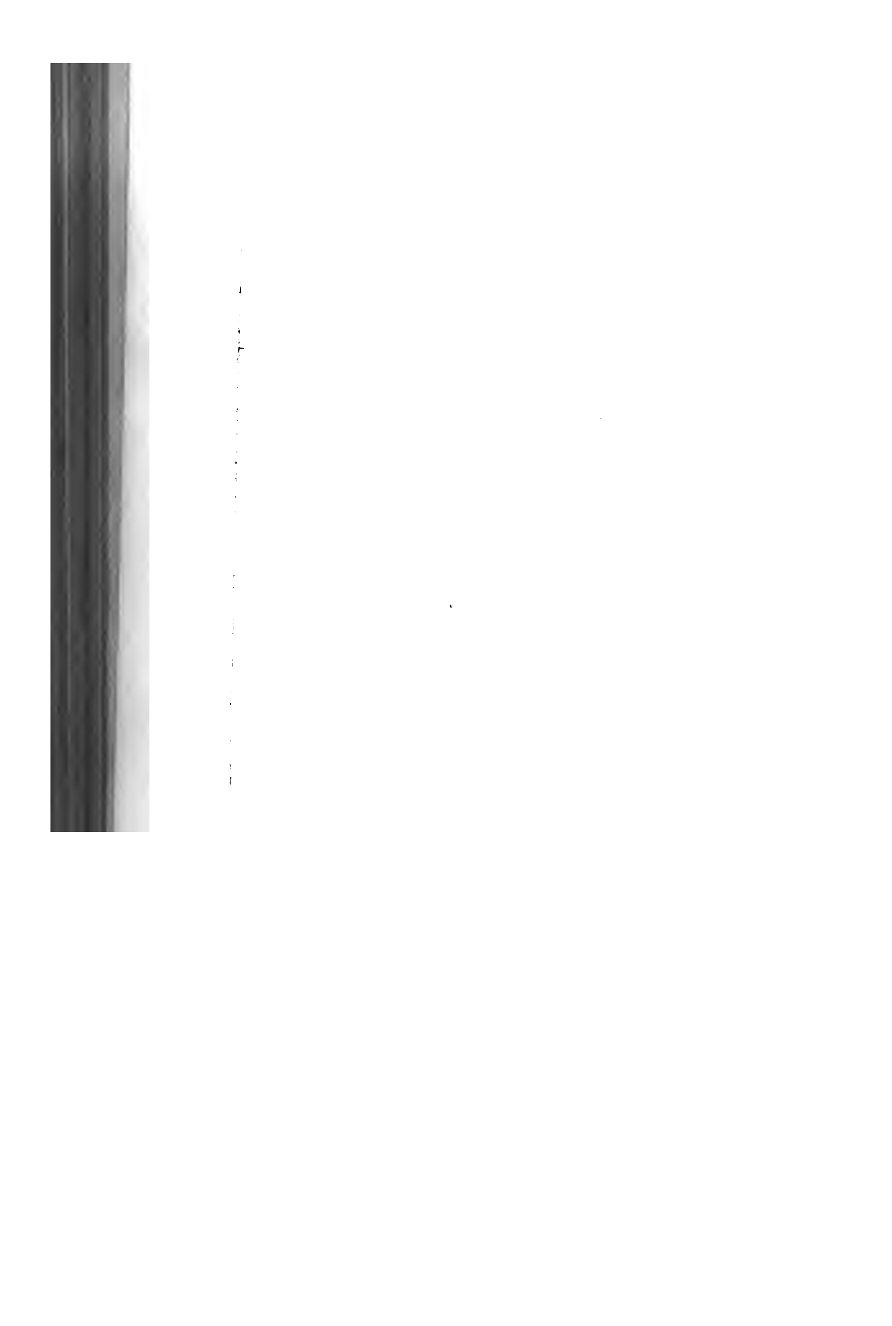


Fig. 12.





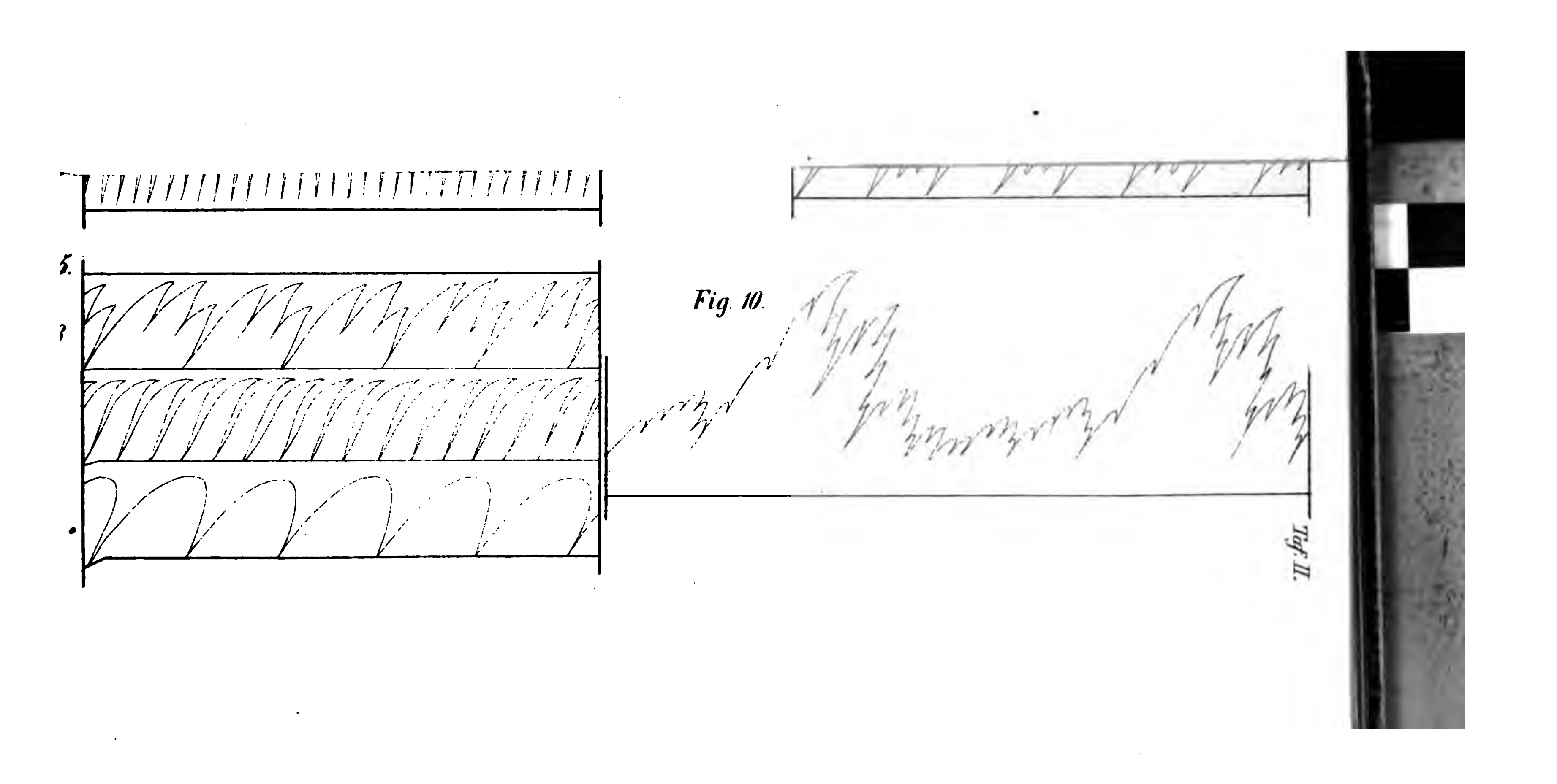

Taf. II.
Fig. 10.





Fig. — Taf. III.

Note	J. Characteristischer Ton = 7168 v. s.
$\bar{c}$	
h	



Taf. IV.

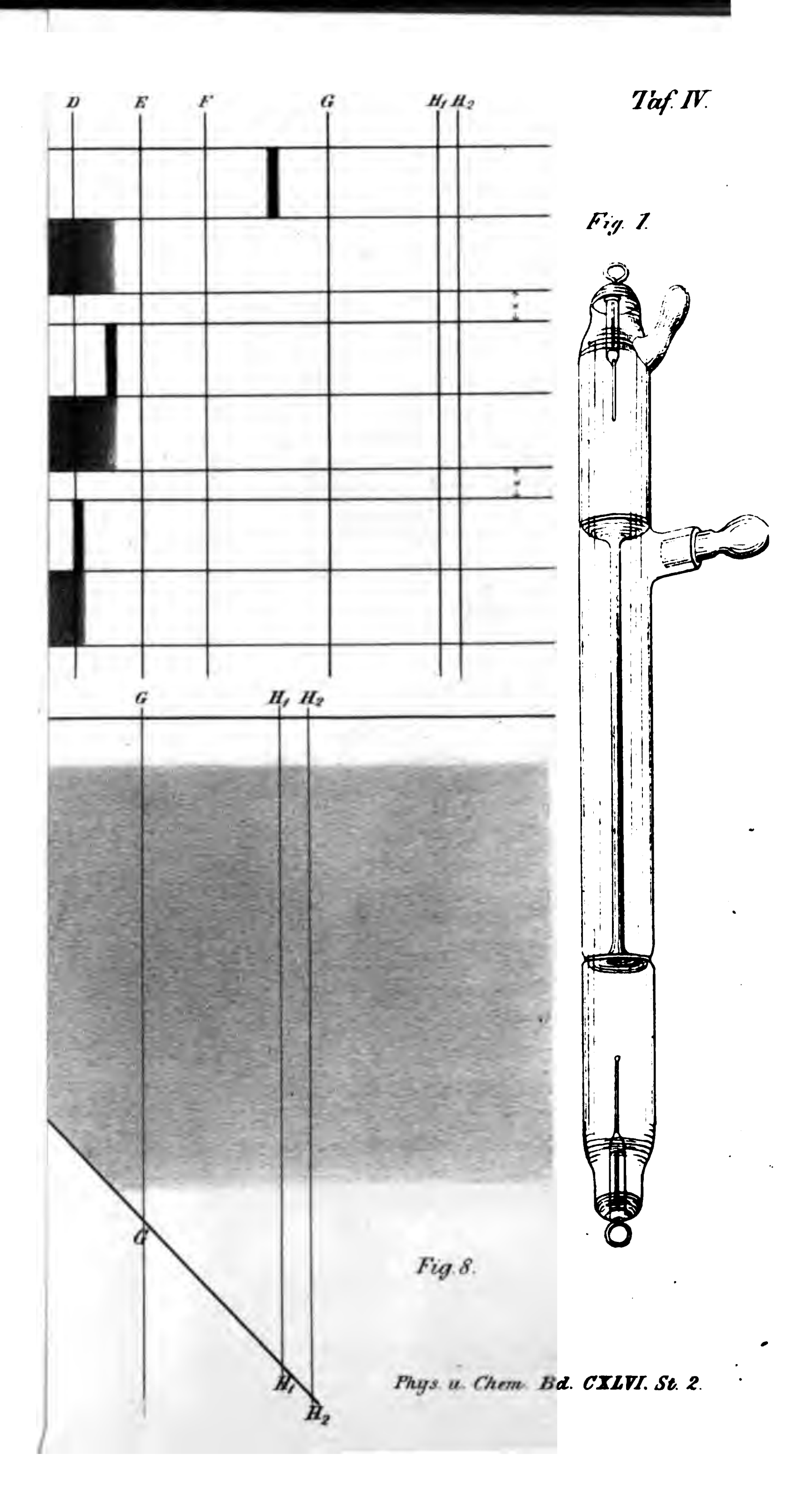
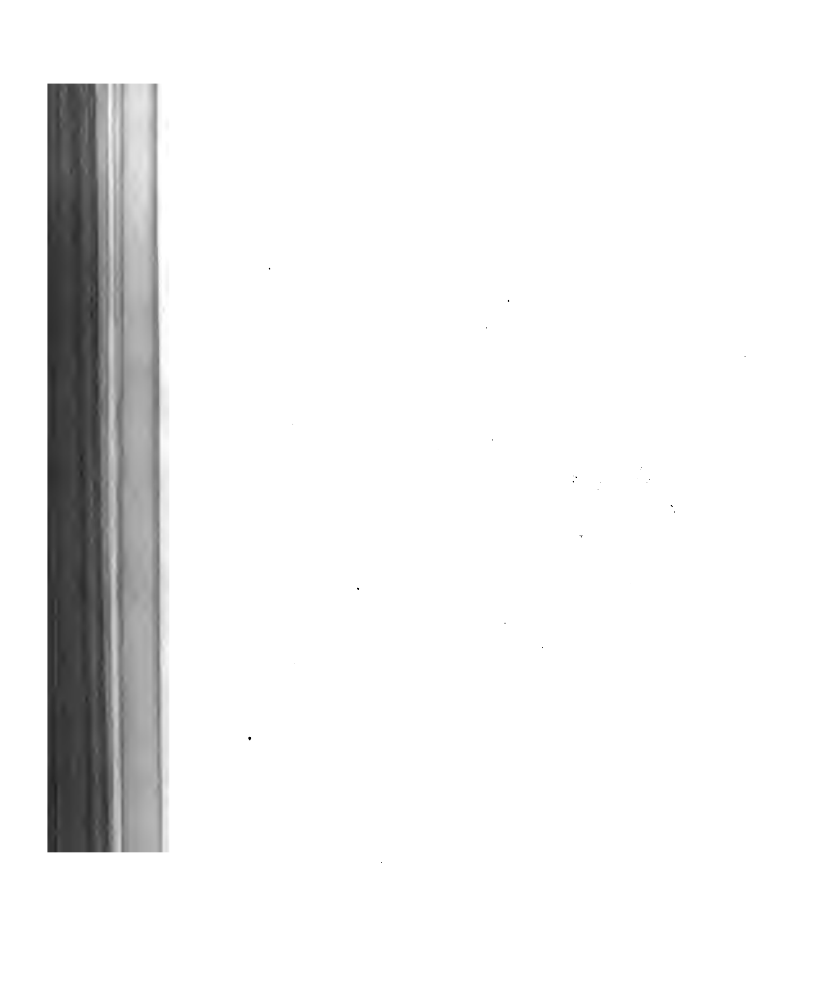
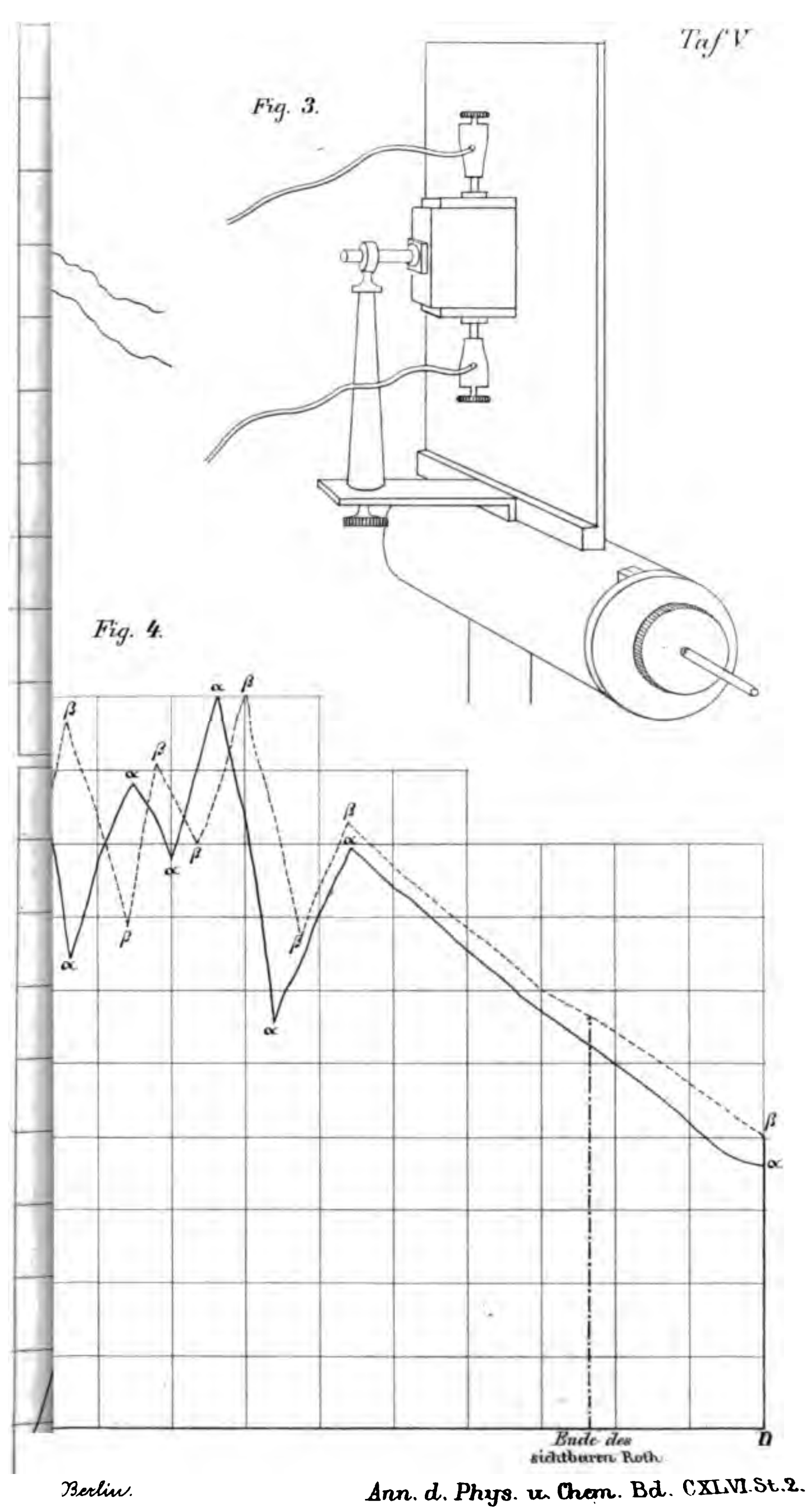
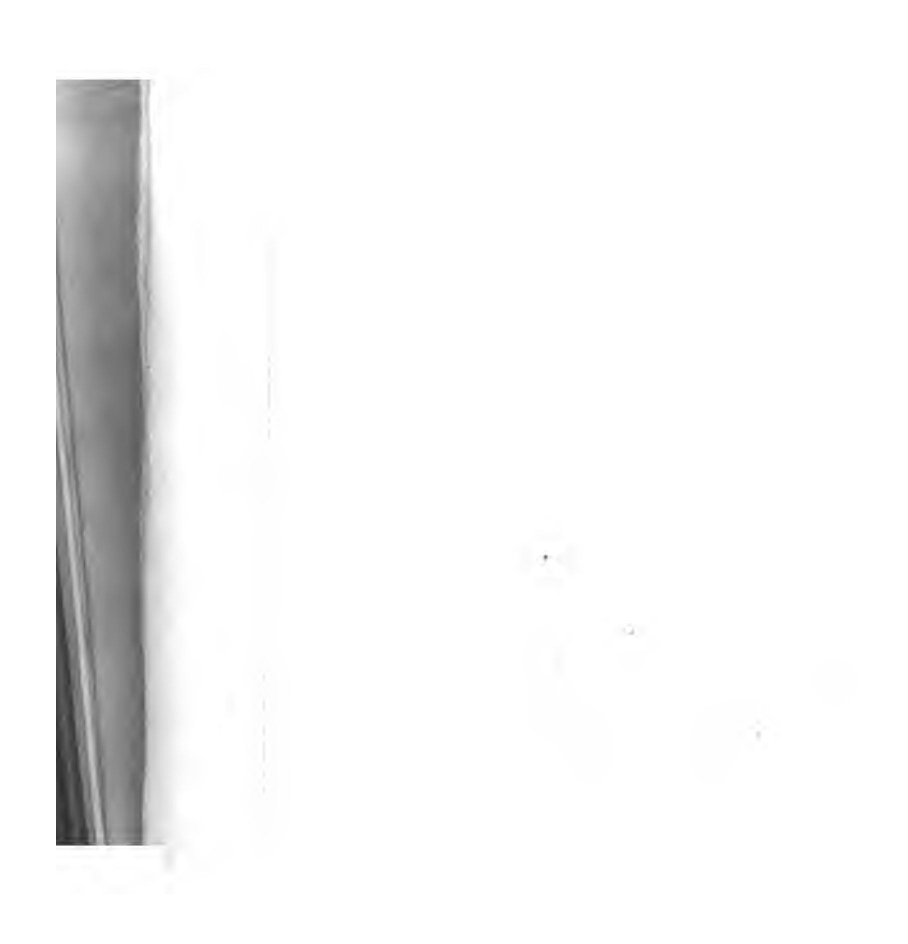


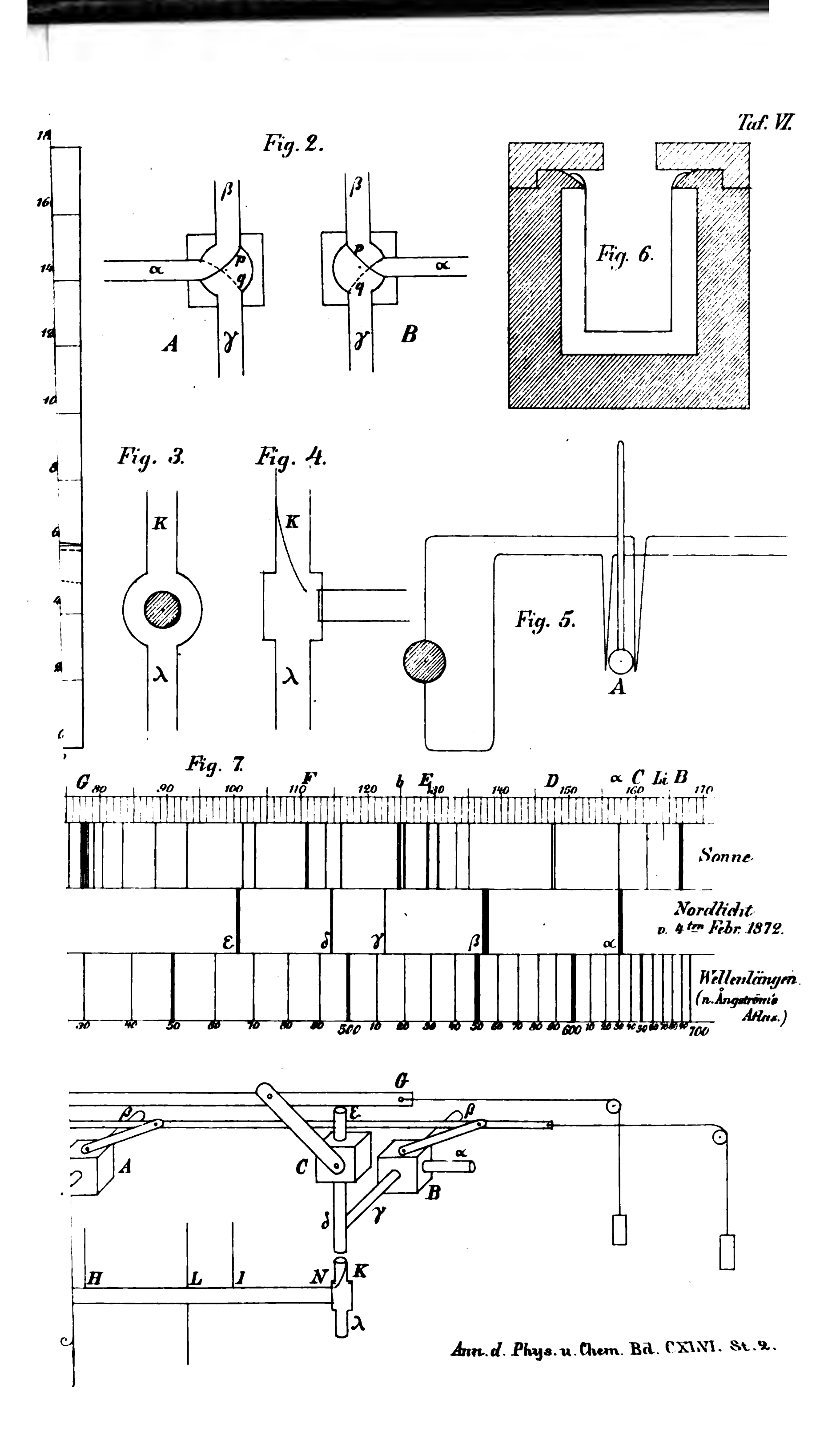
Fig. 7.

Fig. 8.




Taf V
Fig. 3.
Fig. 4.
Ende des
sichtbaren Roth
D




Taf. VI.
Fig. 2.
Fig. 3.
Fig. 4.
Fig. 5.
Fig. 6.
Fig. 7.
Sonne
Nordlicht
v. 4ten Febr. 1872.
Wellenlängen
(n. Ångström's Atlas.)

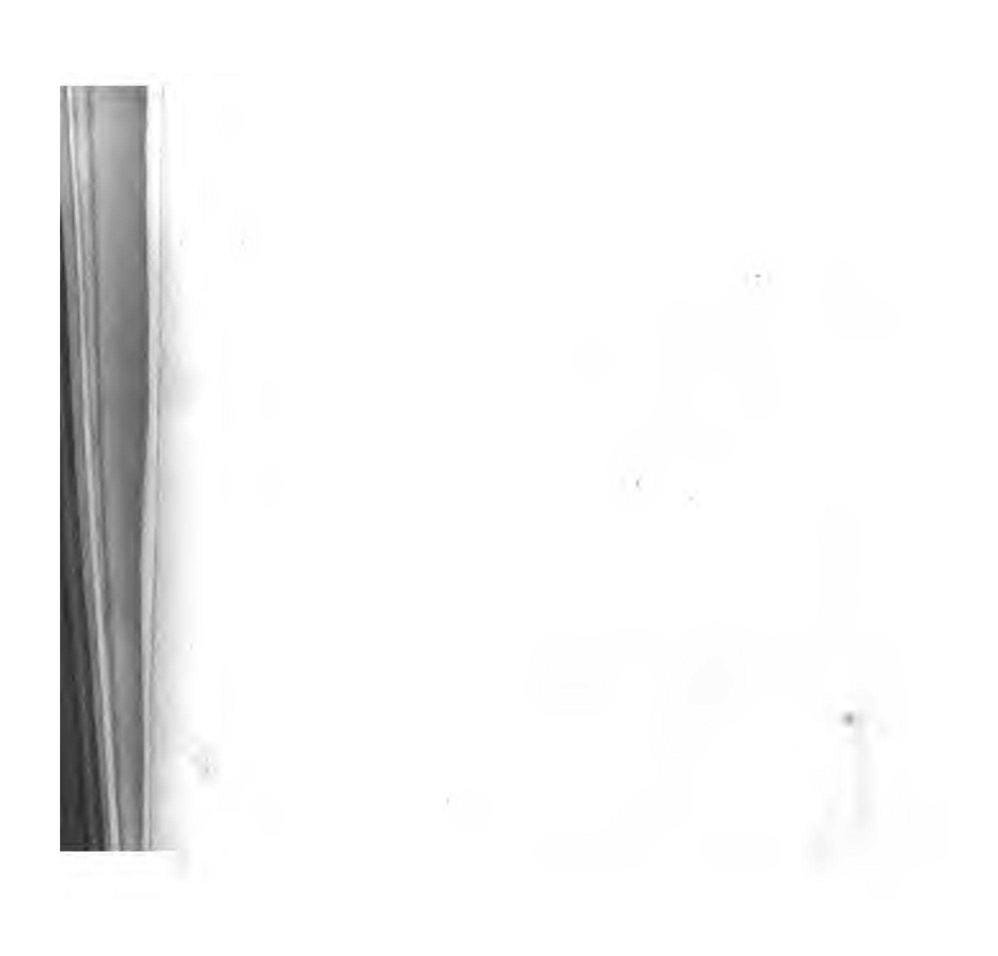
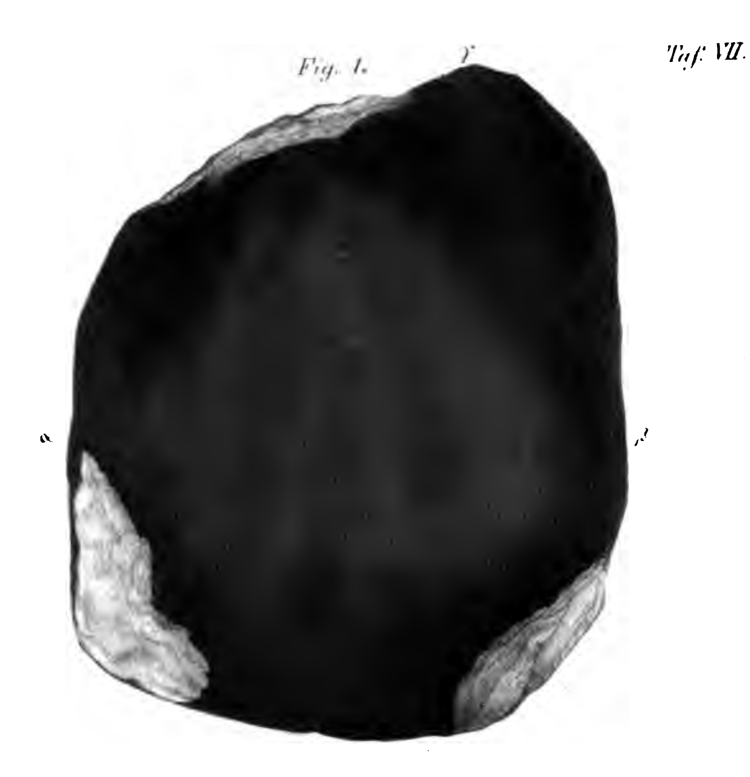




Fig. 1.



Meteorit vom Ibbenbühren, gefallen 17. Juni 1870.

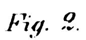


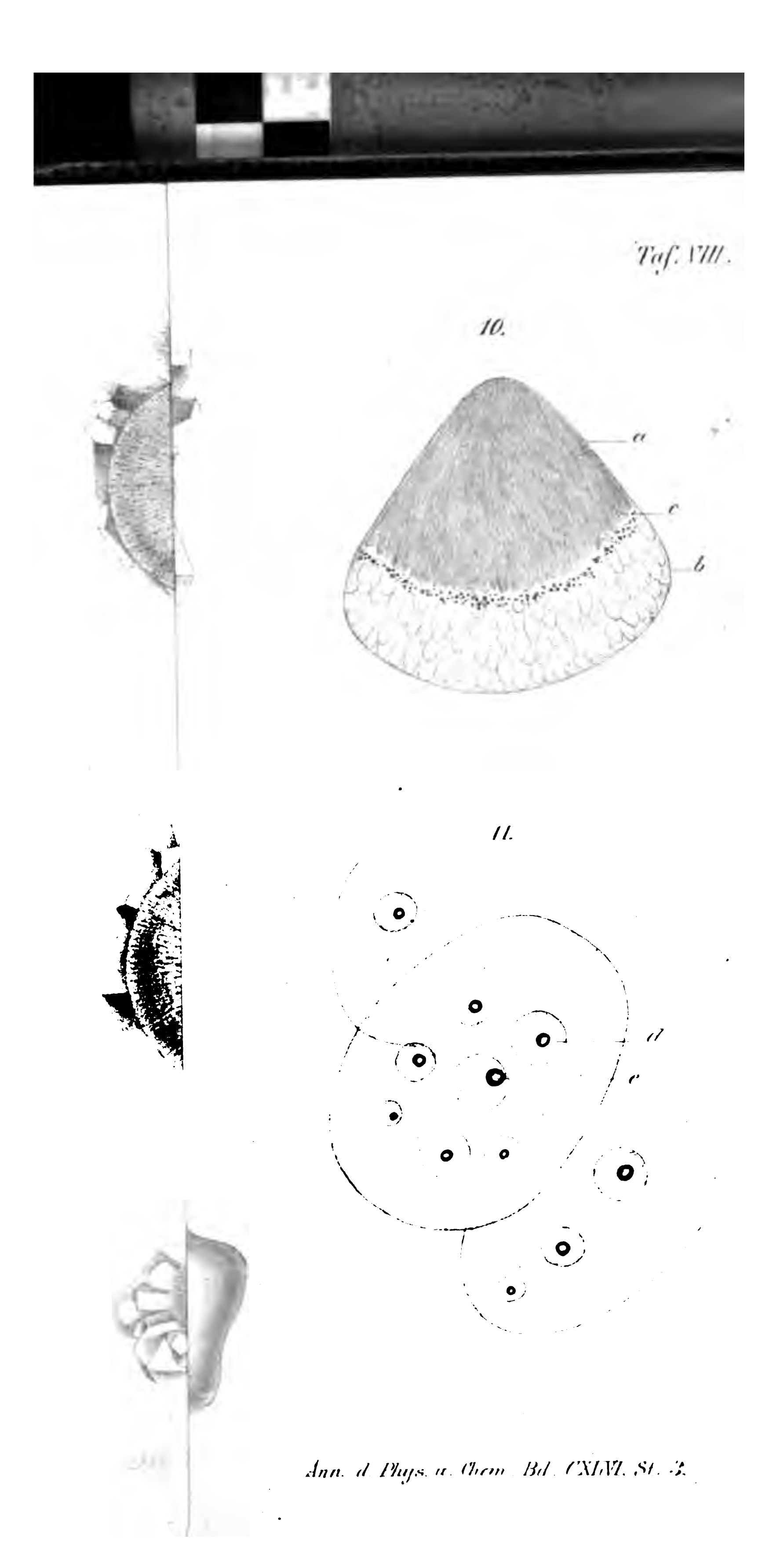
Fig. 2.



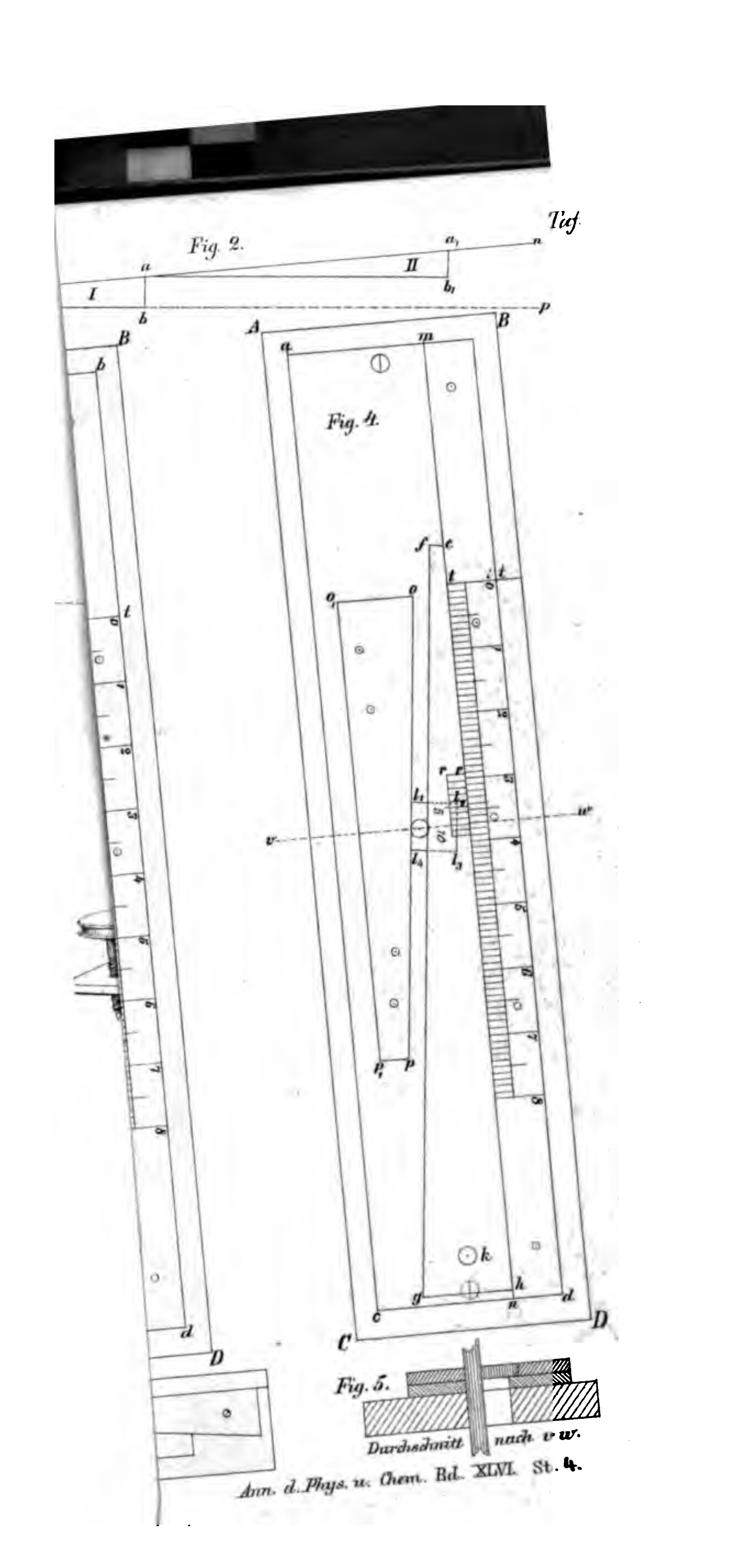
½.

Alb. Schütze Lith. Inst. Berlin




10.
a
c
b
11.
d
e




Taf.
Fig. 2.
Fig. 4.
Fig. 5.
Durchschnitt nach v w.





